

Vergleich von Strahlungs- und Turbulenzmodellen zur Modellierung von Lichtbögen in SF₆-Selbstblasleistungsschaltern

Von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Ingenieur
Carsten Lüders
aus Essen

Berichter: Universitätsprofessor Dr.-Ing. A. Schnettler
Universitätsprofessor Dr.-Ing. M. Kurrat

Tag der mündlichen Prüfung: 5. Dezember 2005

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek online verfügbar.

Berichte aus der Energietechnik

Carsten Lüders

**Vergleich von Strahlungs- und Turbulenzmodellen
zur Modellierung von Lichtbögen in
SF₆-Selbstblasleistungsschaltern**

D 82 (Diss. RWTH Aachen)

Shaker Verlag
Aachen 2005

Bibliografische Information der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

Zugl.: Aachen, Techn. Hochsch., Diss., 2005

Copyright Shaker Verlag 2005

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen und der Übersetzung, vorbehalten.

Printed in Germany.

ISBN 3-8322-4755-6

ISSN 0945-0726

Shaker Verlag GmbH • Postfach 101818 • 52018 Aachen

Telefon: 02407 / 95 96 - 0 • Telefax: 02407 / 95 96 - 9

Internet: www.shaker.de • eMail: info@shaker.de

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochspannungstechnik der RWTH Aachen.

Mein besonderer Dank gilt dem Institutsleiter, Herrn Prof. Dr.-Ing. A. Schnettler, der die Arbeit anregte. Durch zahlreiche Diskussionen und eine Kooperation mit der Firma ABB trug er wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Kurrat danke ich für die Übernahme des Korreferates und seinem Interesse an dieser Arbeit.

Der Firma ABB (Corporate Research, Baden, Schweiz) gilt mein Dank für zahlreiche Diskussionen, und wertvolle Ratschläge, die mir den Einstieg in die Thematik und deren Bearbeitung erleichtert haben.

Herrn Dr. V. Aubrecht und Prof. Dr. A. Gleizes gilt mein Dank für die Bereitstellung der Strahlungsdaten für SF₆, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Herrn Dr. A. Spille-Kohoff von der Firma CFX-Berlin danke ich für die Unterstützung durch Informationen über das Softwarepaket CFX.

Den Mitarbeitern des Instituts danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und viele interessante und anregende Diskussionen.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, für die Ausbildung, die sie mir ermöglicht haben.

Aachen, im Dezember 2005

Carsten Lüders

Kurzfassung

Hochspannungs-Leistungsschalter sind wichtige Elemente bei der Übertragung elektrischer Energie vom Kraftwerk zum Verbraucher. Schalter der dritten Generation, SF₆-Selbstblasschalter, nutzen die im Kurzschlussfall umgesetzte Leistung des Schaltlichtbogens, um den zur Lichtbogenlöschung notwendigen Druckaufbau zu erzeugen. Die Weiterentwicklung und Optimierung der Leistungsschalter erfordern leistungsfähige Simulations-Tools, die die komplexen Zusammenhänge zwischen Schaltlichtbogen, Strahlung, Abbrand und Gasströmung erfassen.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Modell vorgestellt, das gegenüber vorhergehenden Arbeiten, in denen das experimentell orientierte Zwei-Zonen-Modell für abbrandbestimmte Lichtbögen und Selbstblasschalter hergeleitet und angewendet wurde, aufgrund der physikalisch orientierten Modellierung für eine größere Anzahl von Fragestellungen nutzbar sein soll. Der Lichtbogen wird durch die ohmsche Heizleistung, Konvektion, Wärmeleitung und Strahlung in der Energieerhaltungsgleichung modelliert und stellt einen Regelkreis dar, der sein Temperaturprofil durch die Vorgabe des eingepprägtes Stroms selbst bestimmt.

Die Entwicklung dieses Modells basiert auf dem Vergleich unterschiedlicher Strahlungsmodelle und der Simulation eines SF₆-Modellschalters mit experimentellen Daten.

Die Wahl eines geeigneten Strahlungsmodells ist das wesentliche Ziel, da zur Simulation abbrandbestimmter Lichtbögen sowohl die Strahlungsverluste im Lichtbogen, als auch der für den PTFE-Abbrand erforderliche Strahlungsfluss auf der Düsenoberfläche ermittelt werden müssen. Es zeigt sich, dass unter den hier gegebenen Rahmenbedingungen das P1-Modell, das die Lösung von zusätzlichen Differentialgleichungen erfordert, für eine CFD-Simulation deutlich besser geeignet ist, als die Methode der Partiellen Charakteristiken oder das Monte Carlo Modell, die ein Strahlverfolgungsverfahren im Lösungsraum benötigen, oder der Nettoemissionskoeffizient, der den Einsatz von Korrekturfaktoren erfordert. Die Validierung des Lichtbogenmodells erfolgt anhand wandstabilisierter Lichtbögen, für die sich die Kerntemperaturen in guter Übereinstimmung mit dem Experiment ergeben. Experimentelle Daten für Lichtbögen in einer PTFE-Düse werden zur Untersuchung abbrandbestimmter Lichtbögen verwendet, wobei neben dem Vergleich des Druckaufbaus die Struktur des Lichtbogens studiert wird. Die Wahl eines geeigneten Turbulenzmodells erfolgt anhand eines axial beblasenen Lichtbogens für verschiedene Stromstärken und den Vergleich von Temperaturprofilen. Es zeigt sich, dass nur mit dem SST-Modell die gemessenen Temperaturprofile mit guter Genauigkeit berechnet werden können. Das gesamte Modell wird anhand von Messungen an einem Modellschalter validiert, und seine Grenzen werden aufgezeigt.

Abstract

High voltage circuit breakers are important elements in the transfer of energy between the power plant and the consumer. Circuit breakers of the third generation, so-called SF₆-selfblast-circuit-breakers, use the energy set free by the switching arc in case of a fault to build up the pressure necessary for extinguishing the electric arc. Advancing the development and the optimization of circuit breakers requires state-of-the-art simulation tools which grasp the complex interactions between the switching arc, radiation, ablation and gas flow.

In the present thesis a model is presented which - due to its physics-based modeling - can be used to answer a wider range of different questions about SF₆-arcs in comparison with preceding papers, in which the experiment-based two-zone-model for ablation-controlled electric arcs and selfblast-circuit-breakers was deduced and used. The electric arc is modelled by Ohmic heat, convection, heat conduction and radiation included in the energy balance equation and represents a control circuit which controls its temperature profile by specifying only the current.

The development of this model is based on a comparison of different radiation models and on the simulation of a SF₆-model circuit breaker with experimental data.

The choice of a suitable radiation model is the essential goal of this thesis. For the simulation of ablation controlled electric arcs both the radiation losses in the arc as well as the radiation flow on the surface of the nozzle, which is necessary for the PTFE ablation, must be established. It turns out that within the given framework the P1 model, which requires solving additional differential equations, is clearly better suited for a CFD simulation than the method of the partial characteristics or the Monte Carlo model, which require a beam-pursuing process in the solution space, or the net emissions coefficient, which requires the use of correction factors.

The electric arc model was validated with the simulation of wall-stabilized electric arcs, for which the core temperatures can be calculated in good agreement with the experiment. Experimental data for electric arcs in a PTFE nozzle are used to investigate ablation-controlled arcs. Here, not only the pressure build-up is compared, but also the structure of the arc. A suitable turbulence model is chosen with the help of an axially blasted arc for different amperages and by comparing temperature profiles. It turns out that the measured temperature profiles can only be calculated with a reasonable degree of exactness with the help of the SST model. The entire model is validated by virtue of measurements at a model circuit breaker, and the limits of the model are shown.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einführung in die Thematik	1
1.2	Stand des Wissens	3
1.3	Ziel der Arbeit und Vorgehensweise	7
2	Physikalische Modellbildung	10
2.1	Funktionsweise eines SF ₆ -Selbstblasschalters	10
2.2	Modellbildung	11
2.2.1	Modellannahmen	11
2.2.2	Grundgleichungen	13
2.3	Turbulenz-Modelle	18
2.3.1	Einleitung	18
2.3.2	Gemittelte Transportgleichungen	19
2.3.3	Wirbelviskositätsmodelle	23
2.4	Zwei-Zonen-Modell	28
3	Modellierung der Strahlung	31
3.1	Physikalische Grundlagen	31
3.1.1	Das Plancksche Strahlungsgesetz	32
3.1.2	Emission und Absorption	33
3.1.3	Die Strahlungstransportgleichung	35

3.2	Approximations-Methoden.....	38
3.2.1	Methode der Partiellen Charakteristiken	39
3.2.2	P1-Modell	44
3.2.3	Nettoemissionskoeffizient	47
3.2.4	Monte-Carlo-Modell	50
3.3	Vergleich der Strahlungsmodelle	57
3.3.1	Bewertung der Strahlungsmodelle.....	57
3.3.2	Vergleich der Genauigkeit der Strahlungsmodelle	61
3.3.3	Auswahl des Strahlungsmodells.....	67
4	Ergebnisse und Validierung	69
4.1	Wandstabilisierte Lichtbögen.....	71
4.2	Simulation eines abbrandbestimmten Lichtbogens.....	74
4.3	Simulation und Validierung eines axial beblasenen Lichtbogens	79
4.4	Simulation eines Modellschalters	82
5	Zusammenfassung.....	92
6	Formelzeichen.....	96
7	Literatur	102

1 Einleitung

1.1 Einführung in die Thematik

Schaltgeräte sind wesentliche Elemente der Energieversorgung. Sie werden eingesetzt, um elektrische Systeme ein- oder ausschalten zu können und so eine zuverlässige Energieversorgung sicherzustellen. Das zentrale Schaltgerät ist der Leistungsschalter, dessen Aufgabe darin besteht, die im ungestörten Betrieb des Netzes auftretenden Betriebsströme einzuschalten, zu führen und auszuschalten. Zusätzlich hat er die wichtige Aufgabe, im Falle eines Netzfehlers, z.B. durch Kurzschluss, die gegenüber dem Nennbetrieb erhöhten Ströme sicher, schnell und selektiv zu unterbrechen.

Das Schaltelement ist bei allen Hochspannungs-Leistungsschaltern der Schaltlichtbogen, der zwischen den sich öffnenden Kontakten entsteht. In gasbeblasenen Schaltern wird dem Lichtbogen durch eine intensive Gasströmung soviel Energie entzogen, dass er im Stromnulldurchgang verlöscht und innerhalb kürzester Zeit die Gasstrecke vom leitfähigen in den isolierenden Zustand überführt wird [Erk74], [Lin87]. Das Ausschaltvermögen wird dabei unmittelbar durch die Löschgasströmung und den Zustand des Löschgases bestimmt.

Schwefelhexafluorid (SF_6) hat sich aufgrund seiner hervorragenden thermodynamischen und dielektrischen Eigenschaften als Isolier- und Löschgas in Hochspannungs-Leistungsschaltern durchgesetzt. SF_6 ist ungiftig, nicht brennbar und chemisch reaktionsträge. Besonders die gegenüber anderen Gasen relativ geringe Dissoziationstemperatur und die schnelle Wiederverfestigung bewirken die guten Löscheigenschaften von SF_6 . Die hohe dielektrische Festigkeit des Gases ergibt sich aus der starken Elektronegativität. SF_6 kann unter Bildung eines negativen Ions freie Elektronen im Gasraum einfangen [Kre96].

Drei Generationen von SF_6 -Hochspannungs-Leistungsschaltern werden unterschieden. Die erste Generation wurde in den sechziger Jahren in Anlehnung an den Druckluftschalter als Zweidruckschalter ausgeführt. Das zur Beblasung notwendige Löschgas wird in einem Druckbehälter gespeichert und strömt im Schaltfall über ein Ventil in den Düsenraum. Die niedrige Verflüssigungs-

temperatur von SF_6 bei höheren Drücken machte jedoch eine Beheizung des Druckbehälters notwendig.

Bei der zweiten Generation, dem Puffer- bzw. Autopneumatikschalter wird der Löschdruck während der Schalthandlung durch Kompression eines über einen Kanal an den Düsenraum angeschlossenen Gasvolumens erzeugt. Hierbei sind hydraulische oder pneumatische Antriebe erforderlich, die wegen der aufzubringenden Kompressionsarbeit hohe Antriebsenergien zur Verfügung stellen müssen.

Schalter der dritten Generation, SF_6 -Selbstblasschalter, nutzen die im Kurzschlussfall umgesetzte Leistung des Schaltlichtbogens, um den zur Lichtbogenlöschung notwendigen Druckaufbau zu erzeugen. Der zwischen den Kurzschlussstromkontakten während der Hochstromphase brennende Lichtbogen wird in einer Isolierstoffdüse aus PTFE (Polytetrafluorethylen) geführt. Die durch den Kurzschlussstrom eingekoppelte ohmsche Heizleistung wird nahezu vollständig in Strahlung umgesetzt, wobei ein Teil im Lichtbogen selbst reabsorbiert wird. Die durch Strahlung in die Isolierstoffdüse eindringende Energie zersetzt diese an der Oberfläche und im Volumen. Der Isolierstoff sublimiert und erzeugt einen hohen Überdruck im Düsenraum. Das verdampfte Düsenmaterial wird in die angeschlossenen Ausblasvolumina und über einen Kanal in eine Druckkammer getrieben. Das dort einströmende heiße Gas vermischt sich mit dem vorhandenen kühlen SF_6 und ruft eine Druckerhöhung hervor. Im Bereich vor dem natürlichen Stromnulldurchgang nimmt die eingekoppelte Leistung ab und die umgesetzte Leistung im Lichtbogen reicht nicht mehr aus, einen Druck in der Düse zu erzeugen, der über dem aufgebauten Druck in der Druckkammer liegt. Eine Rückströmung setzt ein, die den abklingenden Lichtbogen im Stromnulldurchgang bebläst. Der Gaszustand in der Druckkammer im Bereich des Stromnulldurchgangs ist somit von der Hochstromphase des Kurzschlussstroms abhängig.

Die Weiterentwicklung und Optimierung von Hochspannungs-Leistungsschalter erfordert leistungsfähige Simulations-Tools, die die komplexen Zusammenhänge zwischen Schaltlichtbogen, Strahlung, Abbrand und Gasströmung erfassen. CFD(Computational Fluid Dynamics) Programme, die orts- und zeitaufgelöst die physikalischen Prozesse im Gasraum eines Schalters berechnen, eignen sich, um während des Entwicklungsprozesses eines Schalters Details des Design systematisch untersuchen zu können mit dem Ziel, eine optimale Lösung zu finden. Da der Schaltlichtbogen das zentrale Element ist, müssen die eingesetzten CFD Programme neben den gasdynamischen Prozessen um Modelle zur

Beschreibung des elektromagnetischen Feldes, der Strahlung und des Abbrandes erweitert werden. Mit dem Einsatz von CFD-Simulationen bei der Untersuchung des Schaltverhaltens und der physikalischen Zusammenhänge des SF₆-Selbstblasschalters ist auch stets die Frage nach der Validierung der eingesetzten Modelle verbunden. Diese erfolgt üblicherweise durch Vergleich der Simulationsergebnisse mit denen aus Messungen, wobei zu berücksichtigen ist, dass Messungen der physikalischen Parameter wie Lichtbogentemperatur, Strahlungsleistung und Gasströmung nur eingeschränkt aufgrund der hohen Temperaturen und Drücke möglich sind [deH01].

1.2 Stand des Wissens

In der Literatur wird zwischen integralen und differentiellen Lichtbogenmodellen unterschieden, die den abbrandbestimmten Lichtbogen entweder als zylindrische Plasmasäule mit einem Dampfmantel (Zwei-Zonen-Modell) oder durch die ohmsche Heizleistung und die verbundenen Strahlungsprozesse beschreiben.

Die Berechnung der Strahlung erfordert die rechenzeitintensive Integration über den Frequenzbereich der druck- und temperaturabhängigen Absorptionskoeffizienten und kann daher in einer CFD-Simulation, u.a. aus Gründen der beschränkten Rechenzeit, nicht durchgeführt werden, sodass ein Strahlungsmodell verwendet werden muss.

Der Nettoemissionskoeffizient erlaubt eine Bestimmung der globalen Strahlungsleistung des Lichtbogens in Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten ([Low74], [Lie76], [Gle91], [Aub94a]), der Einsatz in der Praxis hat aber gezeigt, dass der Nettoemissionskoeffizient mit einem Korrekturfaktor multipliziert werden muss [Gle92], wodurch der allgemeingültige Einsatz in CFD-Programmen zur Schaltersimulation erschwert wird [Sta02].

Neuere Entwicklungen verwenden z.B. gemittelte Absorptionskoeffizienten für verschiedene Frequenzbänder. Bei dem Einsatz des P1-Modells ([Mod93], [Eby97]) wird für jedes Frequenzband eine Helmholtz-Differentialgleichung mit den entsprechenden gemittelten Absorptionskoeffizienten gelöst. Die Methode der Partiellen Charakteristiken ([Sev79], [Sol87]), eine weitere Approximationsmethode, ermittelt die Strahlung in einem Punkt im Plasma durch eine Strahlverfolgung in alle Raumrichtungen. Mit Hilfe von Strahlungs-Tabellen für verschiedene Strahllängen, Drücke und Temperaturen kann die Strahlung in dem gewünschten Punkt ermittelt werden. Der Nachteil dieser Methode besteht in den Strahlungs-Tabellen, die im allg. unter der Annahme eines linearen

Temperaturverlaufs entlang des Strahls erstellt werden ([Aub00], [Aub97], [Aub98], [Ray94a/b], [Sol87], [Bou96]).

In ([Mül93], [Mül94]) wird ein Modell vorgestellt, das den Impulsübertrag von der Dampfschicht in den Lichtbogen und die unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeit in den Zonen berücksichtigt. Die zu bestimmenden Parameter werden aus Messungen von Zentraldruck, abbrennender Masse, Radiusaufweitung und Brennspannung abgeleitet [Mül94]. Der Massenabbrand wird unterteilt in einen Anteil, der zur Aufweitung der Düse führt und einen Anteil, der Schäden im Volumen hervorruft.

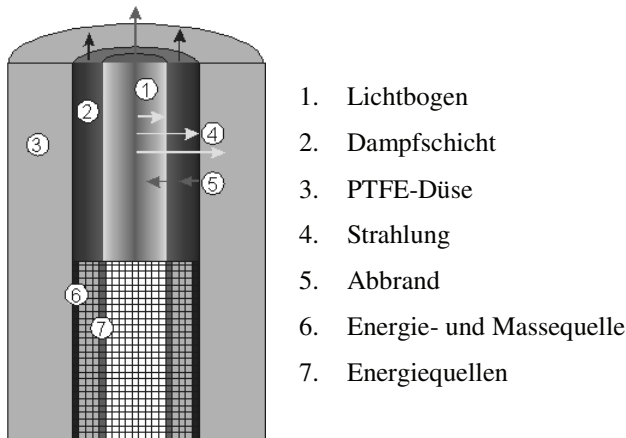


Abbildung 1.1 Modellannahmen des Zwei-Zonen-Modells [Mül94]

Eine Kopplung des Zwei-Zonen-Modells aus [Mül94] mit dem kommerziellen Gleichungslöser CFX4 wird in [Cla97a/b], ergänzt durch eine empirische Formel zur Abschätzung der Dampfschicht-Temperatur unter Berücksichtigung des Aufbrandes der zylindrischen Düsen, vorgestellt. Der Einsatz von CFD-Programmen ermöglicht neben der Berechnung der auftretenden Drücke in den Volumina auch ein Abbild der transienten Gasströmung, die durch den Abbrand an den PTFE-Düsen hervorgerufen wird. Abbildung 1.1 zeigt eine PTFE-Düse (3), bestehend aus Lichtbogen (1) und dem Dampfmantel (2), und deren Implementierung in einem CFD-Programm, das den Lichtbogen durch Energiequellen im Lichtbogenrand modelliert (7) und den durch Strahlung (4) hervorgerufenen Materialabbrand (5) an der PTFE-Düse durch Masse- und Energiequellen (6).

Während das Zwei-Zonen-Modell in [Cla97b] zur Simulation von Schaltern mit langen Düsen erfolgreich eingesetzt wurde, ist der Einsatz bei kurzen Düsen schwieriger, da nach [deH01] der Abbrand im Anbindungsbereich nicht vernachlässigt werden kann. Es wird daher eine erweiterte Implementierung mit einer virtuellen Düse gemäß Abbildung 1.2 vorgeschlagen, in der die entsprechenden Quellterme in den Abschnitten A bis E für die virtuelle Düse ermittelt werden.

In [deH01] wird das Strahlungsverhalten von Lichtbögen mit einer Kerntemperatur bis zu 35000K und einer Temperatur im Lichtbogenrand von 3000K mit Hilfe der Methode der Partiellen Charakteristiken anhand vorgegebener Temperaturprofile in einem Zylinder untersucht. In einer weiteren Untersuchung wird das Strahlungsverhalten eines Temperaturprofils in einem Leistungsschalter zwar mit der Methode der Partiellen Charakteristiken (MPC) untersucht und die berechnete Nettoemission mit der Lösung des P1-Modells aus [Eby97] verglichen, der Einsatz der MPC zusammen mit einem CFD-Programm erfolgt allerdings nicht [deH03].

In [Yan99], [Zha02a/b], [Zha97] wird ein differentielles Lichtbogenmodell vorgestellt, das im Emissionsbereich auf den Daten von [Lie76] mit einem Korrekturfaktor versehen, basiert. Für den Absorptionsbereich wurden die Faktoren anhand experimenteller Daten angepasst. Der Einsatz dieses Strahlungsmodells zur Berechnung eines Selbstblasleistungsschalters wird in [Zha02] gezeigt, wobei dieses Modell zugleich zur Berechnung des auf die PTFE-Oberfläche einfallenden Strahlungsflusses dient. In [Dix04] wird die Notwendigkeit dieses Korrekturfaktors bei einem Vergleich mit dem P1-Strahlungsmodell aus [Eby97] und der Methode der Partiellen Charakteristiken [Aub00] erläutert. Zur Berücksichtigung von Turbulenz-Effekten [Fan94] dient ein Vergleich in [Yan99], wobei das Prandtl- und k - ε -Modell eingesetzt werden. Hier konnte jedoch nur durch die Anpassung der Turbulenz-Parameter eine Übereinstimmung mit dem Experiment erzielt werden.

Das speziell für Schaltersimulationen entwickelte Programm MC^{31} berechnet die Gasströmung ohne Berücksichtigung der Viskosität durch Lösung der Euler-Gleichungen. Ein adaptives Gitter ermöglicht den Einfluss einer Schaltstiftbewegung während einer Schalthandlung. In [God00] werden Ergebnisse von Berechnungen abbrandbestimmter Lichtbögen in einer PTFE-Düse und einem Schalter vorgestellt, wobei die Materialdaten von gasförmigem PTFE nicht

¹ MC^3 : an der Universität von Montreal speziell für Schaltersimulationen entwickeltes Programm

berücksichtigt werden. Um eine Übereinstimmung mit dem Experiment zu erhalten, wird der Quellterm in der Kontinuitätsgleichung mit einem Korrekturfaktor 0.5 multipliziert. In dem vorgestellten Modell dient das P1-Strahlungsmodell [Eby98] zur Berechnung der Nettoemission und des Strahlungsflusses, der auf die PTFE-Oberfläche fällt. Turbulenz-Effekte bleiben in sämtlichen vorgestellten Simulationsergebnissen in [God00] unberücksichtigt. Neuere Veröffentlichungen berücksichtigen zwar gasförmiges PTFE, Ergebnisse liegen allerdings nur für einen abbrandbestimmten Lichtbogen in einer PTFE-Düse vor [Mar04].

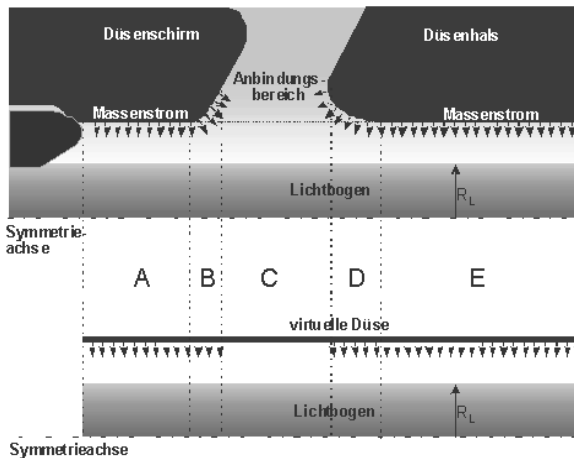


Abbildung 1.2 Erweiterte Implementierung des Zwei-Zonen-Modells [deH01]; Düsenraum (oben) und virtuelle Düse (unten) zur Ermittlung der Quellterme des Lichtbogens und des Massenstroms in den Abschnitten A bis E

Mit weiter steigender Rechenleistung ist in Zukunft davon auszugehen, dass differentielle Lichtbogenmodelle integrale Modelle aufgrund größerer Flexibilität und höherer Genauigkeit im industriellen Einsatz verdrängen werden.

Differenzielle Modelle erfordern ein Strahlungsmodell zur Bestimmung der orts aufgelösten Verteilung der Nettoemission. Zur Zeit sind -wie oben beschrieben- in der Literatur verschiedene Modelle im Einsatz, die teilweise mit Korrekturfaktoren versehen sind und einen Vergleich deren Leistungsfähigkeit erschweren. Ein systematischer Vergleich verschiedener Strahlungsmodelle unabhängig von anderen Einflussgrößen, wie Abbrand, Turbulenz etc. würde es ermöglichen, die Leistungsfähigkeit, Genauigkeit und Effizienz (numerischer

Aufwand) der einzelnen Modelle zu vergleichen und eine optimale Lösung für die Simulation der Strahlung in einem Leistungsschalter zu finden. Die Wahl eines geeigneten Turbulenzmodells sollte ebenfalls anhand eines Referenz-experiments erfolgen, das es ermöglicht, Turbulenzeffekte unabhängig von anderen Einflussgrößen zu untersuchen.

Ein Simulationstool, welches sich sowohl für die Optimierung von Schaltern, der Entwicklung neuer Schaltertypen, die z.B. auch eine Kombination bestehender Schaltertypen in Form eines Hybridschalters darstellen können und sich zur Simulation des Alterungsverhaltens von im Netz befindlichen Leistungsschaltern eignet, soll in dieser Arbeit vorgestellt werden. Darüber hinaus könnte ein solches Simulationstool auch zur Entwicklung einfacherer Tools für spezielle Anwendungen als Referenz dienen. Dieses Ziel erfordert eine Bewertung der relevanten physikalischen Effekte und deren Modellierungsmöglichkeiten, der Wahl geeigneter Modelle, deren Implementierung und schließlich deren Validierung anhand experimenteller Daten.

1.3 Ziel der Arbeit und Vorgehensweise

Das Ziel dieser Arbeit ist es, ein Simulationstool zu entwickeln, das die relevanten physikalischen Effekte in einem mit SF_6 gefüllten Schalter mittels geeigneter Modelle beschreibt und neben der Simulation abbrandbestimmter Lichtbögen in Selbstblasschaltern sich auch durch eine hohe Allgemeingültigkeit auszeichnet, sodass neben der Optimierung die Entwicklung neuer Schaltertypen möglich ist. Neben den Wechselwirkungen der gasdynamischen Vorgänge mit dem abbrandbestimmten Lichtbogen sollen Informationen über die Lichtbogenstruktur verfügbar sein, um integrale Lichtbogenmodelle überprüfen oder erweitern zu können. Das Temperaturprofil des Lichtbogens soll sich, ähnlich wie in einem Regelkreis, aus der zugeführten Energie in Form ohmscher Heizleistung, den Strahlungsverlusten und den Umgebungsbedingungen selbst einstellen. Dieses Ziel erfordert eine systematische Vorgehensweise von der Wahl eines geeigneten Strahlungsmodells bis hin zur Validierung anhand gemessener Kerntemperaturen wandstabilisierter Lichtbögen, Druckmessungen abbrandbestimmter Lichtbögen, gemessener Temperaturprofile axial beblasener Lichtbögen und Messungen an einem Modellschalter.

Die Simulation von Lichtbögen erfordert die Modellierung der Strahlung durch ein Strahlungsmodell, welches die Verteilung der Nettoemission im Lösungsraum mit ausreichender Genauigkeit wiedergeben muss. Im Fall eines abbrandbestimmten Lichtbogens wird zusätzlich der Strahlungsfluss auf der Oberfläche der PTFE Düse benötigt. Die Wahl eines geeigneten Strahlungsmodells ist daher ein wesentliches Ziel dieser Arbeit, da ein Kompromiss zwischen Genauigkeit und Effizienz gefunden werden muss, wobei sich der Begriff Effizienz auf den numerischen Aufwand und die damit verbundene Rechenzeit bezieht, die so niedrig wie möglich sein sollte. In der Literatur werden neben dem Nettoemissionskoeffizienten, u.a. die Methode der Partiellen Charakteristiken, das P1-Modell und das Monte Carlo Modell angegeben. Diese Modelle sollen anhand eines für Leistungsschalter typischen Temperaturprofils auf ihre Genauigkeit hin untersucht werden, wobei sowohl die lokale Verteilung der Nettoemission, als auch der Strahlungsfluss von Interesse sind.

Zur Validierung des Lichtbogenmodells eignen sich wandstabilisierte Lichtbögen, für die Messungen der Kerntemperaturen vorliegen [Gle92]. Löst man die Energieerhaltungsgleichung für das elektrische Feld für diesen Fall, so ist es möglich, die gemessenen Temperaturen mit dem Experiment zu vergleichen und die Leistungsfähigkeit des gewählten Strahlungsmodells zu untersuchen.

Zur detaillierteren Untersuchung der Wahl eines geeigneten Turbulenzmodells, ist ein Referenzexperiment erforderlich, bei dem unabhängig von anderen Einflussgrößen, wie z.B. Düsenabbrand und Gasmisch, die Temperaturverteilung für verschiedene Stromstärken mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen verglichen werden kann. In [Les81] wurden Temperaturmessungen für einen axial beblasenen SF₆-Lichtbogen in einer Glasdüse durchgeführt, die zur Wahl eines geeigneten Turbulenzmodells dienen sollen.

Zur Validierung des Abbrandmodells, das für den Druckaufbau in einem abbrandbestimmten Lichtbogen verantwortlich ist, soll ein Lichtbogen in einer PTFE-Düse gemäß [Mül94] simuliert und der gemessene Druckaufbau im Düsenzentrum mit den Ergebnissen der CFD-Rechnungen verglichen werden. Interessant wäre auch eine Untersuchung der Lichtbogenstruktur von abbrandbestimmten Lichtbögen, um integrale Lichtbogenmodelle entwickeln zu können.

Das gesamte Simulationstool soll durch die Simulation eines Modellschalters für sinusförmige Strömstärken unterschiedlicher Amplitude und den Vergleich von Spannung, Druckaufbau und Düsenabbrand mit den Messergebnissen auf seine Genauigkeit untersucht werden. Das Ziel besteht darin, mögliche Schwächen des Modells anzugeben und Verbesserungsmöglichkeiten aufzuzeigen.

2 Physikalische Modellbildung

Die Simulation des Abschaltvorgangs eines SF_6 -Selbstblasschalters erfordert die Modellierung der Wechselwirkung des Schaltlichtbogens mit seiner Umgebung. Hierzu werden in diesem Kapitel neben der Funktionsweise des Schalters die zur Simulation verwendeten Modellannahmen beschrieben. Das Zwei-Zonen-Modell wurde in früheren Arbeiten bereits ausführlich behandelt und wird hier nur zur Vervollständigung und der Darstellung der wesentlichen Unterschiede der beiden Modellansätze aufgeführt.

2.1 Funktionsweise eines SF_6 -Selbstblasschalters

Der Aufbau eines SF_6 -Selbstblasschalters ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Zu Beginn des Ausschaltvorgangs werden die Kontakte durch einen mechanischen Antrieb getrennt, wobei die außen liegenden Nennstromkontakte zuerst geöffnet werden. Nach der Kommutierung des Stromes von den Nennstromkontakten auf die Abbrandkontakte, wird der Strom durch den Schaltlichtbogen im Lichtbogen-Kontaktsystem aufrechterhalten. Der Lichtbogen brennt somit innerhalb der PTFE-Düse.

Durch die hohe thermische Energie des Lichtbogens und die daraus resultierende Wärmestrahlung wird das Düsenmaterial durch Absorption der vom Lichtbogen emittierten Strahlung lokal verdampft. Zusammen mit dem Lichtbogen sorgt das abgebrannte Düsenmaterial dafür, dass im Düsenraum ein hoher Druck aufgebaut wird, der aufgrund der Druckdifferenzen im Schalter zu einem Strömungsvorgang führt, welcher zu beiden Seiten aus dem Düsenraum heraus gerichtet ist. Ein Teil dieser Strömung wird in die Druckkammer des Schalters geleitet, in der eine Vermischung des heißen Gases aus dem Düsenbereich mit dem kalten SF_6 -Gas stattfindet.

Der Druck steigt solange an, bis mit abnehmendem Strom im Bereich des natürlichen Stromnulldurchgangs des sinusförmigen Wechselstroms auch der Lichtbogenquerschnitt, die Strahlungsemission des Lichtbogens und damit die Verdampfung des Düsenmaterials abnehmen. Somit sinkt der Druck innerhalb der Düse bis er den in der Druckkammer aufgebauten Druck unterschreitet und eine Gasströmung aus der Druckkammer durch den Rückstromkanal in den Düsenraum einsetzt. Durch die Beblasung des Lichtbogens wird die Plasmatemperatur in der Schaltkammer und damit die Leitfähigkeit des darin

befindlichen Plasmas bei erfolgreichem Abschaltvorgang soweit reduziert, dass der Lichtbogen aufgrund der wiederkehrenden Netzspannung nicht erneut gezündet wird.

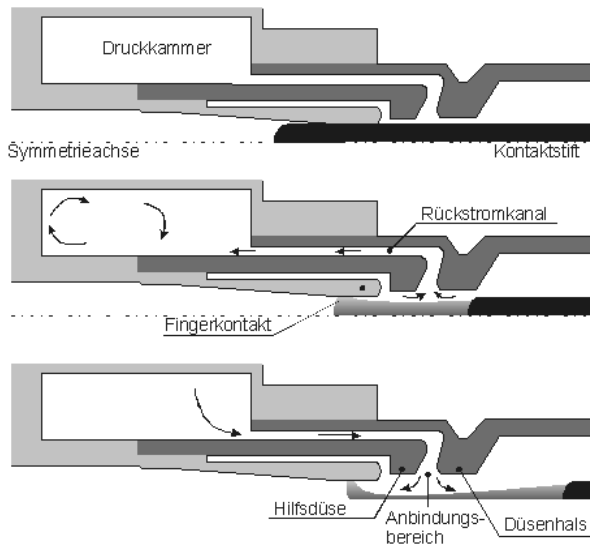


Abbildung 2.1 Aufbau und Funktionsweise eines SF₆-Selbstblasschalters [deH01]

2.2 Modellbildung

2.2.1 Modellannahmen

Die physikalische Modellbildung von Schaltlichtbögen erfordert die Berücksichtigung einer Vielzahl von Eingangsgrößen und deren Interpendenzen. Abbildung 2.2 demonstriert exemplarisch die Struktur der hier entwickelten Vorgehensweise zur Simulation der physikalischen Abläufe während eines Abschaltvorgangs mit einem SF₆-isolierten Selbstblasschalter.

Der Schaltlichtbogen ist mit einem elektromagnetischen Feld verbunden und verursacht über seine emittierte Strahlung den Abbrand des Düsenmaterials. Der im Düsenraum auftretende Massenstrom ist die treibende Kraft für die Gasströmung. Diese wirkt über die Transport- und Materialdaten wiederum auf den Lichtbogen. Die aufgezeigten physikalischen Aspekte müssen durch Modelle mathematisch beschrieben werden, um die komplexen Wechselwirkungen dieser Größen erfassen zu können.

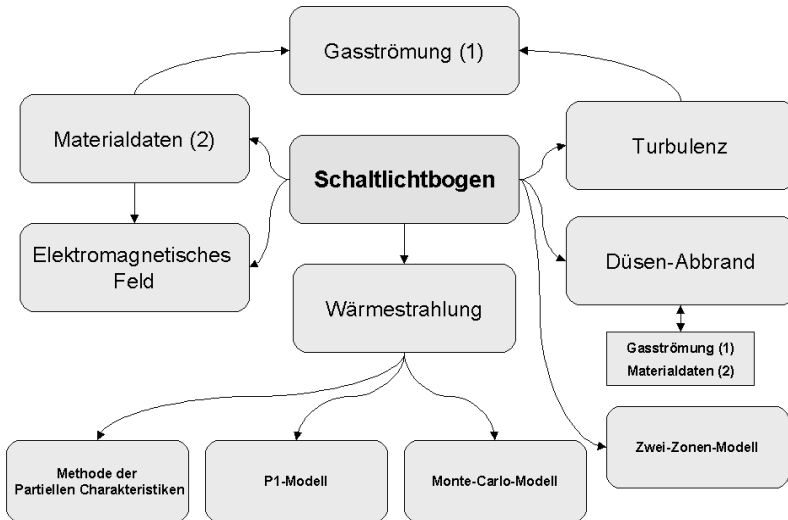


Abbildung 2.2 Modellbildung zur Simulation des Abschaltvorgangs mit einem SF₆-isolierten Selbstblasschalter

Der Schaltlichtbogen, als selbstständige Gasentladung, bestimmt die Modellierung hinsichtlich eines physikalischen Lichtbogen- und Strömungsmodells des Schaltgerätes. Die orts- und zeitaufgelöste mehrdimensionale Berechnung der Gasströmung erfolgt durch CFD Gleichungslöser. Der Einfluss des elektromagnetischen Feldes, des Strahlungsfeldes sowie des Abbrandes der Düse wird durch Quellterme in den Grundgleichungen berücksichtigt. Die enge Wechselwirkung wird durch die Quellterme beschrieben und dadurch, dass die einzelnen Modelle wiederum Eingangsgrößen benötigen, die sich aus den berechneten Lösungen der Strömungsfelder der Gleichungslöser ergeben. Zwar kann jeder der physikalischen Komponenten Lichtbogen, Gasströmung, elektrisches Feld, Strahlung, Abbrand und Turbulenz einzeln beschrieben werden, die Modellierung und numerische Umsetzung muss jedoch an die Schnittstellen

des Gleichungslösers angepasst werden. Die örtliche und zeitliche Diskretisierung gibt der Gleichungslöser vor und erlaubt in definierter Weise den Zugriff auf die Lösung, um die Eingangsparameter der zu implementierenden Modelle zu ermitteln [deH01].

Ausgehend von der physikalischen Beschreibung des Lichtbogens, werden die Modellierung des elektromagnetischen Feldes, des Abbrandes des Isolierstoffs und der Strahlung dargestellt. Für jede dieser physikalischen Komponenten müssen notwendige Modelle und Vereinfachungen abgeleitet werden, um die enge Wechselwirkung dieser Größen in Verbindung mit dem in dieser Arbeit verwendeten Gleichungslöser CFX5 abzubilden.

2.2.2 Grundgleichungen

Die Grundgleichungen der Fluidmechanik werden durch die Bilanz von Masse, Impuls und Energie in einem infinitesimalen Fluidvolumen erhalten. Zur Übersichtlichkeit werden die Gleichungen in der Zeiger- bzw. Tensorschreibweise dargestellt. In den Gleichungen (2.1) bis (2.3) sind als Beispiel die Ortskoordinate $\vec{x}$, die Divergenz der Geschwindigkeit $\vec{U}$ und der viskose Spannungstensor $[\tau]$ in dieser Form gezeigt:

$$x_i = [x, y, z] = [x_1, x_2, x_3] = \vec{x} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{U} = \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \quad (2.2)$$

$$\tau_{ij} = \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{bmatrix} = [\tau] \quad (2.3)$$

Hiermit können die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie in der folgenden Form angegeben werden:

Masseerhaltung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j}{\partial x_j} = S_{Kon} \quad (2.4)$$

Impulserhaltung

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + S_{Im} \quad (2.5)$$

Energieerhaltung

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j h}{\partial x_j} = -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} + S_{En} + S_{En_PTFE} \quad (2.6)$$

mit der Zeit t , der Geschwindigkeit U_j , der Ortskoordinate x_j , dem statischen Druck p , der statischen Enthalpie h und den noch zu definierenden Quelltermen S . Der viskose Spannungstensor τ_{ij} in der Impulsgleichung (Gleichung (2.5)) ist wie folgt definiert

$$\tau_{ij} = -\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.7)$$

mit der dynamischen Viskosität μ . Die Wärmestromdichte q_j in der Energieerhaltungsgleichung (Gleichung (2.6)) für die statische Enthalpie h wird mit Hilfe des Gesetzes von Fourier ermittelt zu:

$$q_j = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (2.8)$$

mit der Temperatur T und der Wärmeleitfähigkeit λ .

Elektromagnetisches Feld:

Die elektromagnetischen Felder im Plasma werden durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben, wobei die zeitabhängigen Terme bei den hier betrachteten Frequenzen vernachlässigt werden können. Mit den Voraussetzungen der Quasineutralität und somit der Raumladungsfreiheit der Lichtbogensäule kann das elektrische Feld des Schaltlichtbogens als wirbelfrei, potentialbestimmt und quasistationär angenommen werden. Für das elektrische Potential φ erhält man zusammen mit dem ohmschen Gesetz:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \cdot \left(-\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right) = 0 \quad (2.9)$$

Hieraus lässt sich das elektrische Feld E_i und die Stromdichte J_i wie folgt bestimmen:

$$E_i = -\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \quad (2.10)$$

$$J_i = \sigma \cdot E_i = \sigma \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right) \quad (2.11)$$

Das elektrische Feld und die Verteilung der Stromdichte sind eine Funktion der elektrischen Leitfähigkeit, die durch die Temperatur und den Druck in jedem Fluidvolumen des Lösungsraums vorgegeben sind.

Das magnetische Feld B_i kann durch das normierte Vektorpotential A_i in Abhängigkeit der Stromdichte berechnet werden.

$$\frac{\partial A_i}{\partial x_i} = -\mu_0 J_i \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \times A_i \quad (2.13)$$

Aus dem magnetischen Feld und der Stromdichte ergibt sich die Lorentz-Kraft durch folgenden Ausdruck:

$$f_i = j_i \times B_i \quad (2.14)$$

Alternativ kann die Lorentz-Kraft aus dem magnetischen Feld auch mit Hilfe des Biot-Savart-Gesetzes oder vereinfacht durch das Durchflutungsgesetz erhalten werden.

Quellterme der Erhaltungsgleichungen:

In den Erhaltungsgleichungen (Gleichungen (2.4) bis (2.6)) treten jeweils Quellterme auf der rechten Gleichungsseite auf, die für die in dieser Arbeit behandelten abbrandbestimmten Lichtbögen definiert werden müssen. Für den Fall des abbrandbestimmten Lichtbogens kann in Gleichung (2.4) der Abbrand nach [Ruc86], [Kov84] durch folgenden Term berücksichtigt werden,

$$S_{Kon} = \frac{F_i}{h_v + \delta h_a} \quad (2.15)$$

wobei F_i der Strahlungsfluss auf die Oberfläche der PTFE-Düsen, h_v die Verdampfungsenthalpie von PTFE und δh_a die Änderung der Plasmaenthalpie von 1000K auf 3400K beschreibt (Abbildung 2.3). Aus dem Quellterm S_{Kon} , der den Quellterm für die Massenerhaltungsgleichung darstellt, folgt der Quellterm für die Energieerhaltungsgleichung über die Multiplikation mit der spezifischen Energie e_g (Einheit J/kg m³), die notwendig ist, abgedampftes PTFE auf eine Temperatur von 3400K aufzuheizen ([God00], [Mar04], [deH01], [Zha02a/b]).

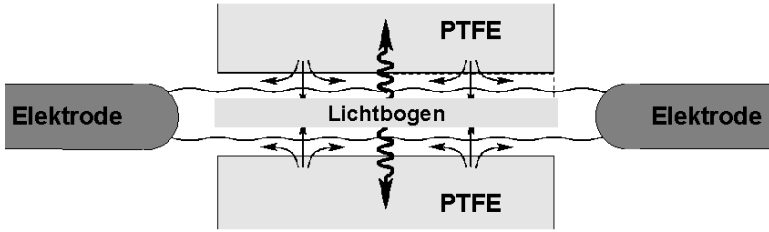


Abbildung 2.3 Prinzipbild eines abbrandbestimmten Lichtbogens [God00]

$$S_{En_PTFE} = S_{Kon} \cdot e_g \quad (2.16)$$

Der Pinch-Effekt kann in Gleichung (2.5) durch folgenden Ausdruck berücksichtigt werden:

$$S_{Im} = j_i \times B_i \quad (2.17)$$

Der Lichtbogen wird in der Energieerhaltungsgleichung durch die ohmsche Heizleistung und die Wärmestrahlung wie folgt modelliert:

$$S_{En} = \sigma \cdot |E_i|^2 - \nabla F_i \quad (2.18)$$

wobei σ die elektrische Leitfähigkeit, E_i das elektrische Feld und ∇F_i die Wärmestrahlung (Nettoemission) berücksichtigt. Während sich die ohmsche Heizleistung aus der Poisson-Gleichung ergibt, erfordert die Berechnung der Strahlung ein Strahlungsmodell. Hierauf wird in Kapitel 3 detailliert eingegangen.

2.3 Turbulenz-Modelle

Turbulente Strömungszustände können das makroskopische Verhalten einer Strömung stark beeinflussen. Eine direkte numerische Simulation dieser Vorgänge würde ein dreidimensionales Gitter erfordern, das bis auf die Kolmogorovlänge η aufgelöst sein müsste. In einem SF₆-Selbstblasschalter ergeben sich bei typischen Abmessungen im Zentimeterbereich und Geschwindigkeiten bis zu mehreren Kilometern pro Sekunde Reynoldszahlen im Bereich 10^5 im Lichtbogenplasma [Cla97b]. Hieraus folgt, dass die Gitterauflösungen im Bereich einiger Mikrometer liegen müssten und es mit den zur Zeit verfügbaren Rechnern unmöglich ist, auf ein Turbulenzmodell zu verzichten.

2.3.1 Einleitung

Die Reynoldszahl ist ein Kriterium für den Strömungszustand und gibt an, ob eine Strömung laminar oder turbulent ist. Diese Größe ist ein Maß für die mechanische Ähnlichkeit verschiedener Strömungen und ergibt sich aus der mittleren Geschwindigkeit u , einer charakteristischen Länge L (bei einer Rohrströmung z.B. deren Durchmesser), der Dichte ρ und der dynamischen Viskosität μ zu:

$$\text{Re} = \frac{\rho \cdot u \cdot L}{\mu} \quad (2.19)$$

Bei einer numerischen Simulation ist es grundsätzlich möglich, alle turbulenten Strukturen aufzulösen. Man spricht in diesem Fall von einer Direkten Numerischen Simulation (DNS) und kann auf ein Turbulenzmodell verzichten. Die kleinsten turbulenten Strukturen werden durch das Kolmogorov'sche Längenmaß beschrieben. Die Abschätzung dieser Kolmogorovlänge η erfolgt mit Hilfe der Reynoldszahl Re und einer charakteristischen Länge L wie folgt:

$$\frac{L}{\eta} = \text{Re}^{3/4} \quad (2.20)$$

Die in dieser Arbeit betrachteten Turbulenzmodelle dienen zur Berücksichtigung von Turbulenzeffekten, ohne die genaue Wirbelstruktur zu erhalten. Hierzu wird in einer statistischen Betrachtung die Größen wie z.B. die Geschwindigkeit U_j in einen Mittelwert $\overline{U}_j$ und Schwankungswert u_j aufgeteilt (gemäß Gleichung (2.21)) und die Strömungsberechnung für die Mittelwerte durchgeführt.

$$U_j = \overline{U}_j + u_j \quad (2.21)$$

Den Einfluss des Schwankungswertes auf das gemittelte Strömungsfeld (Hauptströmungsfeld) liefert dann das Turbulenzmodell. In den folgenden Unterkapiteln werden die gemittelten Gleichungen für das Hauptströmungsfeld vorgestellt und auf die unterschiedlichen Möglichkeiten der Turbulenzmodellierung eingegangen.

2.3.2 Gemittelte Transportgleichungen

Für die Simulation eines SF₆-Selbstblasschalters sind mittlere Strömungsgrößen und daraus abgeleitete globale Größen von Interesse, nicht jedoch die kleinskaligen turbulenten Schwankungen im Detail, die eine sehr feine Gitterauflösung erfordern würden. Die gemittelten Transportgleichungen werden erhalten, indem zunächst die momentanen Strömungsgrößen, wie z.B. die Geschwindigkeit U_j in der Erhaltungsgleichung (2.4) bis (2.6) durch den Mittelwert und den Schwankungsanteil ($\overline{U}_j + u_j$) ersetzt werden. Nach der zeitlichen Mittelung dieser Gleichungen und einigen Umformungen erhält man:

Masseerhaltung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{U}_j}{\partial x_j} = S_{Kon} \quad (2.22)$$

Impulserhaltung:

$$\frac{\partial \rho \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{turb}}{\partial x_j} + S_{Im} \quad (2.23)$$

$$\tau_{ij} = -\mu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.24)$$

$$\tau_{ij}^{turb} = \overline{\rho u_i u_j} = \rho \begin{pmatrix} \overline{u_1 u_1} & \overline{u_1 u_2} & \overline{u_1 u_3} \\ \overline{u_2 u_1} & \overline{u_2 u_2} & \overline{u_2 u_3} \\ \overline{u_3 u_1} & \overline{u_3 u_2} & \overline{u_3 u_3} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Energieerhaltung:

$$\frac{\partial \rho \bar{h}}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{U}_j \bar{h}}{\partial x_j} = -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j^{turb}}{\partial x_j} + S_{En} + S_{En_PTFE} \quad (2.26)$$

$$q_j^{turb} = \overline{\rho u_j h} = \rho \begin{pmatrix} \overline{u_1 h} \\ \overline{u_2 h} \\ \overline{u_3 h} \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Die neu entstandenen Terme sind der Reynoldsspannungstensor, τ_{ij}^{turb} , der den Einfluss der turbulenten Schwankungsbewegung (Schwankungsanteil u_i) auf das gemittelte Strömungsfeld beschreibt und der Vektor der turbulenten Wärmestromdichte, q_j^{turb} . Durch diese zusätzlichen Terme ist das Gleichungssystem, dessen Gleichungen noch exakt sind, nicht mehr geschlossen. Dies bedeutet, dass Schließungsansätze für den Reynoldsspannungstensor (Gleichung (2.25)) und den Vektor der turbulenten Wärmestromdichte (Gleichung (2.27)) gefunden werden müssen, bevor das Gleichungssystem numerisch gelöst werden kann. Im Folgenden wird zur Vereinfachung auf die Querstriche in den Gleichungen verzichtet, da es sich stets um gemittelte Größen handelt.

In der Literatur [Rod04] gibt es verschiedenen Modellierungsstrategien, wobei man zwischen Wirbelviskositätsmodellen und Reynoldsspannungsmodellen unterscheidet.

Bei Wirbelviskositätsmodellen wird in der Impulserhaltungsgleichung der Reynoldsspannungstensor durch den Boussinesq-Ansatz wie folgt modelliert

$$\tau_{ij}^{turb} = -\mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.28)$$

wobei sich die Wirbelviskosität μ_t aus dem Turbulenzmodell ergibt. Die turbulenten Wärmeflüsse in der Energieerhaltungsgleichung werden ebenfalls mit dem Boussinesq-Ansatz modelliert

$$q_i^{turb} = -\frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial h}{\partial x_i} \quad (2.29)$$

mit der Wirbelviskosität μ_t und der turbulenten Prandtl-Zahl Pr_t .

Die Wirbelviskosität kann im einfachsten Fall durch eine einfache Gleichung, ohne die Lösung zusätzlicher Transportgleichungen (Null-Gleichungsmodell) ermittelt werden. In [Cfx04] ist folgende Gleichung angegeben

$$\mu_t = \rho c_t U_t l_t \quad (2.30)$$

mit der maximalen Geschwindigkeit U_t , der Dichte ρ , einem Faktor c_t und dem Längenmaß l_t , das sich mit dem Volumen des Lösungsraums V_D aus

$$l_t = \left(V_D^{1/3} \right) / 7 \quad (2.31)$$

ergibt. Dieses Modell ist gekennzeichnet durch seinen geringen numerischen Aufwand, da keine Transportgleichungen gelöst werden müssen und der geringen physikalischen Bedeutung, die den Einsatz erschwert.

Wirbelviskositätsmodelle mit zwei Transportgleichungen, die neben einer Gleichung für die turbulente kinetische Energie k eine weitere für die Dissipation ε oder Frequenz ω lösen, werden in Kapitel 2.3.3 vorgestellt. Die Kombination beider Modelle durch das SST-Modell (Shear Stress Transport Modell) verbindet die Vorteile des k - ε - und k - ω -Modells.

Sollen die einzelnen Größen im Reynoldsspannungstensor (Gleichung (2.25)) durch ein Reynoldsspannungsmodell einzeln modelliert werden, so benötigt man mindestens 6 zusätzliche Gleichungen für die in der Literatur [Gro99] Modelle zur Verfügung stehen. Grundsätzlich sind diese Modelle den Wirbelviskositätsmodellen überlegen, da jede Komponente des Reynoldsspannungstensors getrennt modelliert wird. Trotzdem konnte in praktischen Anwendungsfällen oft keine klare Überlegenheit gezeigt werden. Der Nachteil liegt in dem wesentlich höheren numerischen Aufwand und möglichen Konvergenzproblemen, die sich aus der hohen Nichtlinearität der zusätzlichen Transportgleichungen ergeben. In [Cfx04] ist u.a. das SSG-Modell (Speziale, Sarkar, Gatski) angegeben, welches die Lösung von 7 Transportgleichungen erfordert und in Kapitel 4.3 zur Simulation eines axial beblasenen Lichtbogens eingesetzt wird.

2.3.3 Wirbelviskositätsmodelle

A.) k - ε -Modell

Das k - ε -Modell verwendet zwei Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k , der turbulenten Bewegung und deren Dissipation ε , die der in den kleinsten Wirbeln dissipierten kinetischen Energie entspricht. Die Herleitung der k - und ε -Gleichung mit den zugrunde liegenden Modellannahmen sind u.a. in [Hin75] und [Ten72] angegeben. Die k -Gleichung lautet

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho k + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (2.32)$$

wobei eine neue empirische Konstante σ_k notwendig wird. Die ε -Gleichung erfordert drei weitere empirische Konstanten $c_{\varepsilon 1}$, $c_{\varepsilon 2}$, σ_ε und ergibt sich zu

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} P_k - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (2.33)$$

mit einem Term P_k , der die Turbulenzproduktion beschreibt.

Durch die Lösung der beiden Transportgleichungen kann die Wirbelviskosität im Lösungsraum zusammen mit einer weiteren empirischen Konstante c_μ durch folgenden Ausdruck berechnet werden:

$$\mu_t = \rho c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.34)$$

Die fünf empirischen Konstanten sind in Tabelle 2-1 angegeben und stammen aus umfangreichen Studien turbulenter Strömungen [Rod80].

$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_μ	σ_k	σ_ε
1,44	1,92	0,09	1,0	1,3

Tabelle 2-1 Konstanten des k - ε Modells**B.) k - ω -Modell**

Das k - ω -Modell löst neben der k -Gleichung eine Transportgleichung für die Frequenz ω , die der charakteristischen Frequenz der energietragenden Wirbel entspricht. Die Herleitung der Gleichungen sind in [Wil88] angegeben und lauten wie folgt:

 k -Gleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho k + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta^* \rho k \omega \quad (2.35)$$

 ω -Gleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 \quad (2.36)$$

mit einem Term P_k , der die Turbulenzproduktion beschreibt.

Die Wirbelviskosität lässt sich aus der Lösung der beiden Transportgleichungen berechnen und ist im Lösungsraum wie folgt definiert:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (2.37)$$

Die empirischen Konstanten sind in Tabelle 2-2 angegeben.

β^*	α	β	σ_k	σ_ω
0,09	5/9	0,075	2,0	2,0

Tabelle 2-2 Konstanten des k - ω Modells

C.) SST-Modell

Das SST-Modell ermöglicht die Kombination des k - ω -Modell mit dem k - ε -Modell durch eine Funktionen F_1 , die im Bereich zwischen Null und Eins liegt und im gesamten Lösungsbereich definiert ist. Betrachtet man den Randbereich des Lösungsraums, so können vier Bereiche von der viskosen Unterschicht bis zum Grenzschichtrand definiert werden. Bei jeder Strömung wird durch die sogenannte Haftbedingung eines Fluides die Geschwindigkeit mit Annäherung an die feste Wand den Wert Null annehmen, wenn die Wand selbst in Ruhe ist. Dieser, durch die Reibung beeinflusste Bereich wird als Grenzschicht bezeichnet. An der Basis der Grenzschicht befindet sich die viskose Unterschicht, die extrem dünn ist und in der bei niedrigen Geschwindigkeiten die Trägheitskräfte (viskose Schubspannung) dominieren. Die Geschwindigkeit variiert in dieser Schicht linear mit dem Wandabstand. Bei Erreichen größerer Wandabstände klingt die viskose Schubspannung rasch ab und der Impulstransport wird zunehmend von der Reynoldsspannung übernommen. Für diese Zone kann mittels Dimensionsanalyse das logarithmische Geschwindigkeitsgesetz abgeleitet werden (log. Bereich). Hieran schließt sich ein weiterer Bereich höherer Reynoldszahlen an (wake Bereich), der den Übergang zum Grenzschichtrand bildet.

Tabelle 2-3 zeigt die Vor- und Nachteile des k - ω - bzw. k - ε -Modells in den Bereichen [Rod04]. Man erkennt, dass in Wandnähe die Turbulenz durch das k - ω -Modell [Wil93] gut beschrieben wird und im Außenbereich durch das k - ε -Modell (Tabelle 2-3).

Modell	k - ω	k - ε
Viskose Unterschicht	• Robust • Genau • Einfach	• Steif • Wenig genau • Komplex
Log. Bereich	• Genau	• Zu hohe Turbulenz bei positiven Druckgradienten
Wake Bereich	• Keine Transporteffekte	• Keine Transporteffekte
Grenzschichttrand	• "Free-stream" Sensitivität	• Keine Abhängigkeit

Tabelle 2-3 Vergleich des k - ω -Modells mit dem k - ε -Modell

In [Men93] ist eine Kombination dieser beiden Modelle angegeben, in der das k - ω -Modell mit einer Funktion F_l und das transformierte k - ε -Modell mit $(1-F_l)$ multipliziert wird. Die Modelle werden in der k - ω -Formulierung (transformiertes k - ε -Modell) addiert und man erhält das SST-Turbulenz-Modell in folgender Form:

k -Gleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho k + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta^* \rho k \omega \quad (2.38)$$

ω -Gleichung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \omega) = \\ \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_3 \rho \omega^2 + (1 - F_l) \frac{2\rho}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \end{aligned} \quad (2.39)$$

Die Koeffizienten α_3 , β_3 , σ_{k3} , $\sigma_{\omega 3}$ ergeben sich als Linearkombination der beiden Modelle gemäß

$$\phi_3 = \phi_1 \cdot F_1 + \phi_2 \cdot (1 - F_1) \quad (2.40)$$

wobei die Parameter gemäß Tabelle 2-4 zugrunde liegen.

	ϕ_1				ϕ_2			
β^*	α_1	β_1	σ_{k1}	$\sigma_{\omega 1}$	α_2	β_2	σ_{k2}	$\sigma_{\omega 2}$
0,09	5/9	0,075	2	2	0,44	0,0828	1	1/0,856

Tabelle 2-4 Konstanten des SST-Modells

Die Funktion F_1 erhält vor der Wand den Wert Eins, sodass nur die Werte des zugrunde liegenden k - ω -Modells verwendet werden, während im Außenbereich diese Funktion den Wert Null annimmt und die Parameter des k - ε -Modells verwendet werden. Dazwischen wird eine Kombination aus beiden Parametersätzen verwendet. Die Definition der Funktionen F_1 lautet wie folgt:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (2.41)$$

$$\arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega_2}k}{CD_{k\omega}y^2} \right) \quad (2.42)$$

Der Term $CD_{k\omega}$ beschreibt den Kreuz-Diffusionsterm aus Gleichung (2.39) und y den Abstand zur nächstgelegenen Wand.

$$CD_{k\omega} = \max \left(\frac{2\rho}{\sigma_{\omega 2}\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (2.43)$$

Eine weitere Funktion F_2 dient zur Limitierung der Wirbelviskosität und liegt ebenfalls im Bereich zwischen Null und Eins:

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (2.44)$$

$$\arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right) \quad (2.45)$$

Zusammen mit der turbulenten kinetischen Energie k aus Gleichung (2.38), der turbulenten Frequenz ω aus Gleichung (2.39), die jeweils von der Funktion F_1 abhängen, ergibt sich die Wirbelviskosität μ_t mit der Funktion F_2 aus Gleichung (2.44) nach [Men93] zu

$$\mu_t = \rho \frac{a_1 k}{\max\left(a_1 \omega; \frac{\partial u}{\partial y} F_2\right)} \quad (2.46)$$

wobei der Faktor a_1 die Proportionalität der Schubspannung $u_i u_j$ mit der turbulenten kinetischen Energie k nach [Joh85] beschreibt. Durch diesen Ansatz kann der wesentliche Anteil der Schubspannung, ähnlich wie in einem Reynolds-Spannungsmodell berücksichtigt werden.

Die Vorteile des SST-Modells liegen neben einer genaueren Beschreibung der Grenzschicht, bei einer realistischeren Modellierung von Staupunkten, Strömungen mit Druckgradienten und starker Stromlinienkrümmung, die bei der Simulation von Leistungsschaltern auftreten.

2.4 Zwei-Zonen-Modell

Das Zwei-Zonen-Modell wurde u.a. in [Mül94], [Clae97], [deHes01] behandelt und wird zur Optimierung von Schaltkammern eingesetzt. In diesem Kapitel wird das Zwei-Zonen-Modell nur kurz vorgestellt, um den Unterschied gegenüber dem in dieser Arbeit entwickelten, allgemeingültigeren Modell zu verdeutlichen.

Das Zwei-Zonen-Modell teilt den Lichtbogen in eine heiße, leitfähige, zylindrische Lichtbogenzone und einen diese Zone umgebenden Dampfmantel, der durch den Massenabbrand während der Hochstromphase gespeist wird. In [Cla97b] wurde eine Verbindung mit dem Gleichungslöser CFX4 aufgegriffen und in [deH01] erweitert.

Das Zwei-Zonen-Modell beschreibt die beiden oben genannten Zonen als isotherm mit sprunghaftem Temperaturübergang. Der Lichtbogen wird als grauer Strahler modelliert, der mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz beschrieben werden kann. Die elektrische Leistung, die sich zu jedem Zeitpunkt aus UI ergibt, wird vollständig in Strahlungsleistung umgewandelt. Der durch den Transmissionsfaktor θ bestimmte Anteil der eingespeisten Leistung wird transparent an die Düsenwand gestrahlt, während der verbleibende Anteil $(1-\theta)UI$ im Lichtbogenrand absorbiert wird. Wärmeleitung, Diffusion, turbulente und viskose Effekte und der Pinchdruck werden vernachlässigt. Darüber hinaus wird vorausgesetzt, dass Druck und Machzahl keine radiale Verteilung aufweisen und überkritische Ausströmverhältnisse an den Düsenenden vorliegen.

Die Gleichungen des Zwei-Zonen-Modells erhält man unter den oben beschriebenen Voraussetzungen durch Vereinfachung der Erhaltungsgleichungen für die Lichtbogen-Temperatur T_a , den grauen Faktor ε , die Kontraktionszahl Φ als Verhältnis von Lichtbogenquerschnitt zu Düsenquerschnitt, den Staupunkt p_0 , den Gesamtabbrand m_v , den aufbrennenden Düsenradius R und die Lichtbogen-Spannung U .

In Tabelle 2-5 ist das Gleichungssystem angegeben, wobei die Indizes a und v die Größe im Lichtbogen bzw. im Dampfmantel bezeichnen. Zur iterativen Lösung des Gleichungssystems [Cla97b] werden darüber hinaus die Boltzmannsche Strahlungskonstante β , die Gasdichte ρ , die Dichte des festen PTFE ρ_0 , die Schallgeschwindigkeit c , der eingespeiste Strom I , die axiale Länge der Düse L , die elektrische Leitfähigkeit σ_{el} und die spezifische totale Enthalpie $\hat{h}$ benötigt.

Lichtbogen-Temperatur	$T_a = \sqrt[4]{\frac{UI}{2\pi\sqrt{\phi RL\beta\varepsilon}}} \quad (2.47)$
grauer Faktor	$\varepsilon = 1 - e^{-0,0025(p_0\sqrt{\theta R})^{0,6}} \quad (2.48)$
Kontraktionszahl	$\Phi = \left[1 + \frac{\rho_a c_a}{\rho_v c_v} \cdot \left(\delta \frac{\hat{h}_a - \hat{h}_v}{1 - \theta} - 1 \right) \right]^{-1} \quad (2.49)$
Druck im Staupunkt	$p_0 = \frac{(1 - \theta)c_a}{\hat{h}_a - \hat{h}_v} \left[1 + \left(\delta \frac{\hat{h}_a - \hat{h}_v}{1 - \theta} - 1 \right) \frac{c_v}{c_a} \right] \frac{UI}{\pi R^2} \quad (2.50)$
Lichtbogenradius	$R = \sqrt{\frac{\delta \int_0^l UI dt}{\pi L p_0} + R_0^2} \quad (2.51)$
Massenabbrand	$m_v = \delta \int_0^l UI dt \quad (2.52)$
Spannung	$U = \frac{IL}{\pi \sigma \Phi R^2} \quad (2.53)$

Tabelle 2-5 Gleichungen des Zwei-Zonen-Modells [Mül94]

Aus experimentellen Untersuchungen ist der Transmissionsfaktor, als prozentualer Anteil der Leistung, welcher durch Strahlung aus dem Lichtbogen austritt, zu 50,6% ermittelt worden. Aus Untersuchungen mit zylindrischen Düsen aus grauem PTFE wird der Abbrandfaktor zu 17mg/kJ bestimmt. Hiervon trägt zur Radiusaufweitung der Aufbrandfaktor 10mg/kJ bei, während die Differenz der Massenstromanteile durch den Abbrand in tieferen Bereichen des Isolierstoffs bedingt ist [Kri99]. Die Temperatur des Massenstroms in Kelvin wurde für das verwendete graue PTFE aufgrund experimenteller Untersuchungen durch eine empirische Formel in Abhängigkeit der Stromdichte J in A/mm^2 angegeben ($T_v = 3,5 \cdot 10^3 + \sqrt{1,4 \cdot 10^4 \cdot J}$).

3 Modellierung der Strahlung

In diesem Kapitel werden die grundlegenden physikalischen Phänomene der Wärmestrahlung behandelt und die Strahlungstransportgleichung vorgestellt. Da die Lösung dieser Gleichung nur in einfachen Fällen analytisch möglich ist, werden zur Berücksichtigung des Strahlungstransports in einer CFD-Rechnung verschiedene Approximationsmethoden vorgestellt und bewertet.

3.1 Physikalische Grundlagen

Als Plasma wird im Allgemeinen heißes ionisiertes Gas hoher Leitfähigkeit bezeichnet. Es besteht aus Neutralteilchen und aus gegensätzlich geladenen Elektronen und Ionen, derart dass das Plasma nach außen hin elektrisch neutral ist. Die Teilchen sind aufgrund thermischer Bewegung in einer engen Wechselwirkung. In einem Plasma hängen die Strahlungseigenschaften an einem bestimmten Ort von ihrem Anregungs- und Ionisationsgrad ab. Dieser Zustand kann sich über das Strahlungsfeld selbst, aber auch über die Stöße der Plasmateilchen einstellen. So wird im Plasma Linien- und Kontinuumsstrahlung emittiert und absorbiert, wobei sich die Kontinuumsstrahlung über den gesamten optischen Strahlungsbereich vom Röntgen- bis in den Mikrowellenbereich erstreckt.

Unter der Voraussetzung eines vollständigen thermodynamischen Gleichgewichts (VTG) lässt sich das Plasma, wie jedes Gas, durch die makroskopischen Zustandsgrößen Temperatur und Druck beschreiben. In diesem Fall sind aus der Thermodynamik und statistischen Mechanik die für ein Plasma grundlegenden Temperatur- und Druckabhängigkeiten bekannt. Dies sind insbesondere der Ionisationsgrad, die Aufteilung der Teilchenenergien in Translations- und Anregungsenergien und die Energieverteilung der elektromagnetischen Strahlung.

3.1.1 Das Plancksche Strahlungsgesetz

Unter Voraussetzung des VTG kann die Strahlung im Inneren des Plasmas durch die eines schwarzen Hohlraumstrahlers beschrieben werden. Sie ist unabhängig von allen individuellen Eigenschaften der Plasmateilchen und das Spektrum ist allein durch die Temperatur bestimmt, wobei die spektrale Verteilung der Hohlraumstrahlung durch das Plancksche Strahlungsgesetz wie folgt beschrieben wird:

$$L_\nu = \frac{2h}{c^2} \nu^3 \left[e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right]^{-1} \quad (3.1)$$

L_ν ist die auf die Frequenz bezogene spektrale schwarze Hohlraumstrahlungsdichte und gibt die Energie pro Zeiteinheit in einem Frequenzintervall wieder, die eine Fläche in einem Raumwinkelement um die Richtung der Flächennormalen emittiert. Ein VTG bildet sich, wie im Fall des Hohlraumstrahlers, nur in abgeschlossenen Systemen aus. Dieser Zustand lässt sich für heiße Plasmen nicht verwirklichen, da unweigerlich Energie an die angrenzende kältere Materie abgegeben wird. Es ergibt sich im stationären Zustand eine ortsabhängige Temperaturverteilung $T(\vec{r})$ und somit ebenfalls eine Ortsabhängigkeit aller temperaturabhängigen Eigenschaften des Plasmas.

In den hier betrachteten Hochdruckplasmen herrschen große Teilchendichten mit hohen Stoßraten. Durch inelastische Stöße geht ein Großteil der Energie, die die Elektronen im äußeren elektrischen Feld gewinnen, auf die schweren Teilchen über. Diese Vorgänge werden je nach Höhe des inelastischen Energieaustausches durch Stoßanregung sowie deren Umkehrprozesse bestimmt. Unter diesen Bedingungen stellt sich im Plasma näherungsweise ein Anregungs- und Ionisationsgleichgewicht ein, das als lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTG) bezeichnet wird. Im LTG lassen sich die Zustandsgrößen des Plasmas, mit Ausnahme der Energieverteilung der Strahlung, an einem Ort P in einem Volumenelement dV konstanter Temperatur entsprechend wie im VTG beschreiben. Der Ort P wird über den Ortsvektor $\vec{r}$ eindeutig festgelegt [Ber92].

3.1.2 Emission und Absorption

Die hohe innere Teilchenenergie eines Plasmas und das Vorhandensein zahlreicher diskreter Energieniveaus der Größe $W=W_{a1}, W_{a2}, \dots$ zwischen dem energetischen Grundzustand $W=0$ und der Ionisierungsenergie $W=W_{ion}$, die als "angeregte Zustände" bezeichnet werden, führen dazu, dass ein Plasma elektromagnetische Strahlung unterschiedlichster Frequenz aussenden kann.

Je nach Art ihrer Entstehung und der möglichen Emissionsfrequenzen werden diese als Linien- und Kontinuumsstrahlung bezeichnet.

Zur Diskussion der beiden Strahlungsarten ist das Energie-Termschema eines Atoms/Moleküls zweckmäßig: horizontale Linien geben bestimmte Energiezustände $W=0, W=W_{a1}, W_{a2}, \dots, W=W_{ion}$ an (Abbildung 3.1). Energiewerte von Elektronen eines Atoms, die nicht durch Linien gekennzeichnet sind, also dazwischen liegen, sind verboten. Jedes Atom/Molekül besitzt sein spezifisches Termschema, das unverändert und unverwechselbar ist.

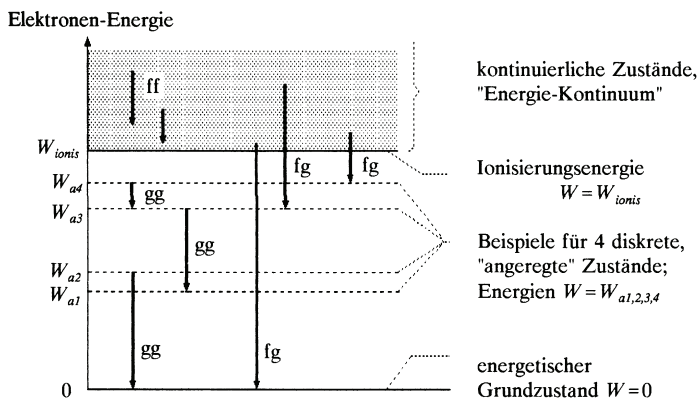


Abbildung 3.1 Typisches Termschema mit vier angeregten Zuständen $W_{a1,2,3,4}$ ff- Frei-frei-Strahlung; fg- Frei-gebunden-Strahlung; gg- Gebunden-gebunden-Strahlung [Jan92]

Jeder Pfeil im Termschema entspricht der Übergangswahrscheinlichkeit eines Elektrons von einem definierten Energiewert zu einem anderen. Einem Übergang

von einem höheren zu einem niedrigeren Niveau kann in einer maßstäblichen Darstellung mit der Pfeillänge ein bestimmter Energiebetrag ΔW zugewiesen werden, der in Form von (sichtbarer oder unsichtbarer) Strahlung abgegeben werden kann. Aus $\Delta W = hf$ und $\lambda = c/f$ kann die Frequenz und Wellenlänge ("Farbe") des Energieübergangs berechnet werden. Die Richtung des Übergangs entscheidet, ob ein Energiebetrag ΔW , wie geschildert, freigesetzt oder aufgebracht werden muss, um ein Elektron wieder auf ein anderes Energieniveau zu setzen [Jan92].

- **Linienstrahlung**

Linienstrahlung rührt von atomaren Übergängen zwischen den genau festliegenden Energiestufen $W_{a1} = eU_{a1}$, $W_{a2} = eU_{a2}, \dots$ her, in denen Elektronen in gebundenen, aber energetisch unterschiedlichen Zuständen existieren.

Abbildung 3.1 zeigt beispielhaft verschiedene Anregungsniveaus zwischen dem energetischen Grundzustand des ruhenden, neutralen Atoms ($W=0$) und dem höchsten diskreten Energieniveau, das der Ionisierung W_{ionis} entspricht. Ob ein Übergang von Elektronen zwischen den Energieniveaus überhaupt stattfindet und wie häufig, liegt durch die "Auswahlregel" und die "Übergangswahrscheinlichkeit" fest; letztere bestimmen die Intensität des emittierten Lichts.

Aus der optischen Spektroskopie stammt der Ausdruck Linienstrahlung, da solche Übergänge in einem optischen Spektrum als farbige Linien zu erkennen sind. Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Linien können berechnet werden; hiermit und durch eine Frequenz- und Intensitätsmessung kann das Plasma nach Temperatur und nach der Elektronendichte diagnostiziert werden. (Linien-Spektroskopie) [Jan92]

- **Kontinuumsstrahlung**

Für die Elektronenenergie W_e , die oberhalb der Ionisierungsenergie W_{ionis} des betrachteten Atoms oder Moleküls liegt, existieren keine Niveaus mehr; hier sind die Elektronen frei; sie können sich (fast) beliebig schnell, aber auch langsam bewegen und damit fast beliebige Werte an kinetischer Energie $W_{kin1} = 0,5mv_1^2$ mit sich tragen, sodass die Verteilungsfunktion das Bewegungsgeschehen beherrscht.

Wird ein freies, ungebundenes Elektron mit der kinetischen Energie W_{kin1} abgebremst und besitzt es nach der Abbremsung nur noch die kinetische Energie $W_{kin2} = 0,5mv_2^2$ so wird es genau den Energiebetrag abstrahlen, der dem Unterschied der beiden kinetischen Energien entspricht: $\Delta W = W_{kin1} - W_{kin2} = hf$. Eine

solche Strahlung wird Frei-frei-Strahlung aus ff-Übergängen genannt. Da die Energiedifferenz aus den beiden kinetischen Energien W_{kin1} und W_{kin2} jeden Wert annehmen können, also nicht "portioniert" sind, bezeichnet man die emittierte Strahlung als Elektronen-Ionen-Brems-"Kontinuums-Strahlung".

Das freie Elektron kann aber auch in einen gebundenen (angeregten) Zustand $W_{a1}=eU_{a1}$, $W_{a2}=eU_{a2}$, ... oder in den energetischen Grundzustand $W=0$ zurückfallen, ein Ion rekombiniert dann zum (evtl. angeregten) Neutralteilchen. Die daraus entstehende Strahlung aus fg-Übergängen wird Frei-gebunden-Strahlung (fg) oder Rekombinationskontinuum genannt. Dieser Rekombinationsprozess kann durch die Gleichung $A^+ + e \rightarrow A + hf$ beschreiben werden. Die Größe des frei werdenden Energiebetrags hf ergibt sich aus

$$hf = W_{kin} + e(U_{ionis} - U_a) \quad (3.2)$$

wobei $W_{kin}=0,5mv^2$ die kinetische Energie des freien Elektrons war, eU_{ionis} die Ionisierungsenergie ist und eU_a dem Energiewert des Niveaus entspricht, auf das das Elektron zurückgekehrt ist. Bei der Rückkehr in den energetischen Grundzustand ist $eU_a=0$ zu setzen [Jan92], [Rut84].

3.1.3 Die Strahlungstransportgleichung

Die Strahlungsemission und -absorption werden in LTG-Plasmen durch den spektralen Emissionskoeffizienten ε_ν und den Absorptionskoeffizienten κ_ν beschreiben. Die Koeffizienten sind als Materialgrößen frequenz-, druck- und temperaturabhängig und implizit über die ortsabhängige Temperatur $T(\vec{r})$ lokale Größen im Innern des Plasmas. Im LTG gilt der Kirchhoff-Satz

$$\varepsilon_\nu = B_\nu \kappa_\nu \quad (3.3)$$

der mit dem Plancksches Strahlungsgesetz B_ν die beiden Größen miteinander verknüpft. Der Emissionskoeffizient ε_ν beschreibt die Strahlungsleistung in einem Frequenzintervall, die in einem Volumenelement erzeugt und über ein Raumwinkelelement emittiert wird. Der Absorptionskoeffizient κ_ν bestimmt die Abnahme der spektralen Strahldichte beim Durchstrahlen einer Plamaschicht der Dicke ds .

In der Literatur wird zwischen dem effektiven κ_ν und dem wahren Absorptionskoeffizienten κ_ν^* unterschieden. Der effektive Absorptionskoeffizient κ_ν berücksichtigt zusätzlich die induzierte Emission, bei der unter dem Einfluss des Strahlungsfeldes Photonen emittiert werden. Zwischen den Größen gilt der Zusammenhang [Ber92]

$$\kappa_\nu = (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) \kappa_\nu^* \quad (3.4)$$

Da der Absorptionskoeffizient als Materialgröße über die molekulare Struktur und die chemische Elemente mit ihren Dissoziations- und Ionisationsgraden bestimmt wird, ist die Berechnung dieser Daten mit großem Aufwand verbunden. Die Vorgehensweise wird u.a. in [Lie76] beschrieben.

Die grundlegende Größe zur Beschreibung des Energietransportes durch Strahlung ist die spektrale Intensität I_ν . Sie ist definiert als die Energie pro Zeiteinheit, die in einem Frequenzintervall $d\nu$ in beliebiger Richtung $\vec{s}$ durch ein zu $\vec{s}$ senkrecht Flächenelement dA in ein Raumwinkelelement $d\Omega$ emittiert wird (Abbildung 3.2). Die Intensität ist eine lokale Größe und abhängig vom Betrachtungspunkt P und der Strahlrichtung $\vec{s}$, sodass gilt $I_\nu = I_\nu(P, \vec{s})$.

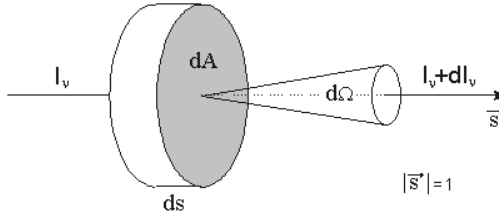


Abbildung 3.2 Definition der Strahlungsintensität [Aub00]

Betrachtet man die Strahlung, die in Richtung $\vec{s}$ durch das Flächenelement $d\vec{A}$ des Volumenelements $dV = d\vec{A}d\vec{s}$ emittiert wird, so trägt nur der Teil der Strahlung zur Emission bei, der nicht auf dem Weg durch das Volumenelement reabsorbiert worden ist. Die Abnahme der spektralen Intensität beim Durchlaufen einer Plasmaschicht der Dicke ds wird durch den Absorptionskoeffizienten bestimmt:

$$\vec{s} \nabla I_\nu + \kappa_\nu I_\nu = \varepsilon_\nu \quad (3.5)$$

Über das Plancksche Strahlungsgesetz ergibt sich schließlich die Strahlungstransportgleichung für stationäre, nichtstreuende Plasmen zu

$$\vec{s} \nabla I_\nu + \kappa_\nu I_\nu = \kappa_\nu B_\nu \quad (3.6)$$

Die beschreibenden Größen der Strahlung sind die Strahlungsintensität, Strahlungsflussdichte $\vec{F}(P)$ und deren Divergenz $\nabla \cdot \vec{F}(P)$, die auch Nettoemission genannt wird.

Die gesamte Strahlungsintensität $I(P, \vec{s})$ in einem Punkt P für eine durch $\vec{s}$ gegebene Strahlrichtung ergibt sich durch Integration der Lösung der Strahlungstransportgleichung (3.6) über alle Frequenzen ν :

$$I(P, \vec{s}) = \int_0^\infty I_\nu(P, \vec{s}) d\nu \quad (3.7)$$

Die Strahlungsflussdichte $\vec{F}$ im Punkt P ergibt sich durch Integration dieser Strahlungsintensitäten über alle Raumwinkelemente $d\Omega$:

$$\vec{F}(P) = \int_{4\pi} I(P, \vec{s}) d\Omega = \int_0^\infty \int_{4\pi} I_\nu(P, \vec{s}) \vec{s} d\Omega d\nu \quad (3.8)$$

Die Divergenz $\nabla \cdot \vec{F}$ der Strahlungsflussdichte ist schließlich die Nettoemission im Punkt P

$$\nabla \cdot \vec{F}(P) = \int_0^\infty \int_{4\pi} \nabla I_\nu(P, \vec{s}) \vec{s} d\Omega d\nu \quad (3.9)$$

Die Nettoemission beschreibt die aus einem Volumenelement emittierte Strahlung, reduziert um den Anteil, der im selben Volumen wiederum absorbiert wird. Da eine Lösung der Strahlungstransportgleichung nur in Ausnahmefällen überhaupt möglich ist, bedarf es Strahlungsmodelle zur Vereinfachung der Integrationen über das Frequenzspektrum und den Raumwinkel [Aub00].

3.2 Approximations-Methoden

Die allgemeine Strahlungstransportgleichung für stationäre und nicht streuende LTG-Plasmen (Gleichung (3.6)) und die zur Beschreibung der Strahlung definierten Größen sind unter einem sehr hohen Rechenaufwand für einfache Geometrien prinzipiell lösbar, jedoch aus Zeit- und Kostengründen nicht vertretbar [Aub00]. Die Komplexität der Lösung wird deutlich, wenn man sich die zur Berechnung der Intensität notwendige Integration des spektralen Absorptionskoeffizienten κ_ν über den Frequenzbereich in Abhängigkeit von Temperatur und Druck veranschaulicht.

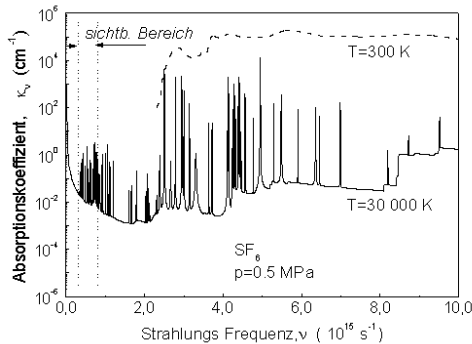


Abbildung 3.3 Absorptionskoeffizient von SF_6 für 5 bar [Aub00]

Abbildung 3.3 zeigt den berechneten Absorptionskoeffizienten für eine Temperatur von 30000 K bei einem Druck von 5 bar. Die Kurve für 300K stammt aus Messungen von [Sai79].

Das Absorptionsspektrum eines Lichtbogens in einem mit SF_6 gefüllten Schalter besteht aus mehreren hundert Spektrallinien verschiedener Dekaden, überlagert von einem kontinuierlichen Spektrum. Selbst unter der Annahme eines konstanten Druckes, muss zur Berechnung der Strahlung (Nettoemission bzw.

Strahlungsfluss) die Integration der entsprechenden Absorptionsspektren pro Raumwinklelement und pro Wegelement bei sich verändernden Temperaturen durchgeführt werden.

Das Ziel zahlreicher in der Literatur veröffentlichter approximativer Methoden ist daher die Auslagerung der Integration über den Frequenzbereich durch physikalische und mathematische Vereinfachungen. Die Methoden stellen immer einen Kompromiss zwischen Effizienz (geringer numerischer Aufwand) in der Berechnung und hinreichender Genauigkeit dar.

In den folgenden Unterkapiteln werden vier approximative Verfahren gezeigt, bei denen entweder die zeitaufwendige Integration über den Absorptionskoeffizienten für spezielle vorgegebene Temperaturprofile im voraus durchgeführt wurde oder gemittelte Absorptionskoeffizienten die Berechnung vereinfachen.

3.2.1 Methode der Partiellen Charakteristiken

Das von Sevast'yanenko formulierte Verfahren der Partiellen Charakteristiken [Sev87] ermöglicht die Berechnung der Strahlung unter Berücksichtigung der Selbstabsorption, ohne dass sich die Frage von physikalischen Randwertproblemen stellt. Die Methode betrachtet jede Raumrichtung als einzelnen Strahl, der charakterisiert ist durch den Temperaturverlauf zwischen Anfangs- und Endpunkt des Strahls sowie dessen Länge. Das Verfahren ist somit abhängig von der Temperaturverteilung des betrachteten Raumes und dessen geometrischer Berandung.

Im dreidimensionalen Fall verlaufen die Strahlen von einem Beobachterpunkt ausgehend in sämtliche Raumrichtungen und enden jeweils in einem durch die Berandung vorgegebenen Begrenzungspunkt. Die Länge eines jeden Strahls, gegeben durch den Abstand zwischen Beobachtungs- und Begrenzungspunkt, sowie der Temperaturverlauf entlang des Strahls kann für beliebige rotationssymmetrische Berandungen durch die Anwendung eines Strahlverfolgungsverfahrens ermittelt werden. Die Strahlverfolgung bietet dabei den Vorteil, komplizierte Berandungsstrukturen bei genügend hoher Diskretisierung des Raumes beliebig fein abzutasten und dominante Raumrichtungen zu analysieren [deH01].

Ausgangsgleichung bei der Herleitung der Methode der Partiellen Charakteristiken ist die Strahlungstransportgleichung für stationäre, nicht streuende LTG-Plasmen:

$$\vec{s} \cdot \nabla I_\nu + \kappa_\nu I_\nu = \kappa_\nu B_\nu \quad (3.10)$$

Betrachtet wird ein Strahl, der ausgehend von einem Beobachterpunkt P durch das Plasma verläuft und im Begrenzungspunkt S endet. Seine Richtung wird durch den Richtungsvektor $\vec{s}$ bestimmt, der zwischen den beiden Punkten verläuft. Der Strahl sei aus unendlich vielen Strahlpunkten $\xi[P,S]$ aufgebaut (Abbildung 3.4).

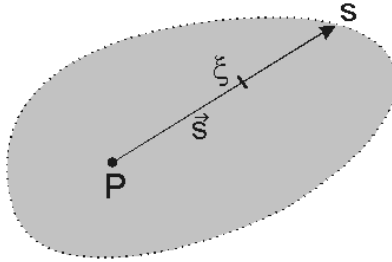


Abbildung 3.4 Strahlverfolgung vom Beobachterpunkt P zum Randpunkt S

Für diesen eindimensionalen Fall gilt

$$\vec{s} \cdot \nabla I_\nu = \frac{dI_\nu}{d\xi} \quad (3.11)$$

und man erhält

$$\frac{dI_\nu}{d\xi} + \kappa_\nu I_\nu = \kappa_\nu B_\nu \quad (3.12)$$

Der Anteil eines Strahlpunktes ξ an der spektralen Intensität im Punkt P ist die spektrale Intensität I_ν . Sie ergibt sich aus der Lösung der obigen Gleichung zu:

$$\Delta I_\nu(P) = \kappa_\nu(\xi) B_\nu(\xi) e^{-\int_P^\xi \kappa_\nu(\eta) d\eta} \quad (3.13)$$

Die spektrale Intensität im Punkt P ergibt sich aus der Summation aller partiellen Intensitäten des Strahls, die in Integralschreibweise wie folgt ausgedrückt werden kann

$$I_\nu(P) = \int_P^S \kappa_\nu(\xi) B_\nu(\xi) e^{-\int_P^\xi \kappa_\nu(\eta) d\eta} d\xi \quad (3.14)$$

Nach der Integration über die Frequenz folgt die Intensität im Punkt P durch

$$I(P) = \int_0^S \int_P^\xi \kappa_\nu(\xi) B_\nu(\xi) e^{-\int_P^\xi \kappa_\nu(\eta) d\eta} d\xi d\nu \quad (3.15)$$

In obiger Gleichung beschreibt der Term $\kappa_\nu B_\nu$ die Emission entlang des Strahls, während der Exponentialterm die Selbstabsorption berücksichtigt.

Im Folgenden wird die Nettoemission im Punkt P für den betrachteten Strahl berechnet. Bezeichnet man die spektrale Nettoemission mit ∇I_ν , so ergibt sich für eine einzelne Richtung mit $\vec{s} \cdot \nabla I_\nu =: \nabla I_\nu$ aus Gleichung (3.12).

$$\vec{s} \cdot \nabla I_\nu = \kappa_\nu B_\nu - \kappa_\nu I_\nu \quad (3.16)$$

Mit Gleichung (3.13) erhält man einen Ausdruck für die spektrale Nettoemission und es gilt somit im Punkt P

$$\nabla \cdot I_\nu(P) = \kappa_\nu(P) B_\nu(P) - \kappa_\nu(P) \int_P^S \kappa_\nu(\xi) B_\nu(\xi) e^{-\int_P^\xi \kappa_\nu(\eta) d\eta} d\xi \quad (3.17)$$

Nach [Aub00] lässt sich Gleichung (3.17) durch gleichzeitiges Subtrahieren und Addieren eines Erweiterungsterms in folgende Gleichung umstellen:

$$\nabla \cdot I_v(P) = \kappa_v(P) B_v(P) e^{-\int_P^S \kappa_v(\eta) d\eta} - \int_P^S \kappa_v(P) \kappa_v(\xi) [B_v(\xi) - B_v(P)] e^{-\int_P^S \kappa_v(\eta) d\eta} d\xi \quad (3.18)$$

Die Nettoemission im Punkt P ist schließlich gegeben durch die Integration der Gleichung (3.18) über alle Frequenzen.

$$\nabla \cdot I(P) = \int_0^\infty \kappa_v(P) B_v(P) e^{-\int_P^S \kappa_v(\eta) d\eta} dv - \int_0^\infty \int_P^S \kappa_v(P) \kappa_v(\xi) [B_v(\xi) - B_v(P)] e^{-\int_P^S \kappa_v(\eta) d\eta} d\xi dv \quad (3.19)$$

Der wesentliche Vorteil der Methode der Partiellen Charakteristiken ist, die rechenzeitintensive Integration über den Frequenzbereich auszulagern, um so frequenzunabhängige Materialfunktionen zu erhalten, die die Berechnung der Strahlungsgrößen erlauben [Aub00]. Dies lässt sich erreichen, indem zwei neue Funktionen Som und ΔSim wie folgt definiert werden:

$$Som(T_P, T_\xi, |\xi - P|) = \int_0^\infty \kappa_v(P) B_v(P) e^{-\int_P^\xi \kappa_v(\eta) d\eta} dv \quad (3.20)$$

$$\Delta Sim(T_P, T_\xi, |\xi - P|) = \int_0^\infty \kappa_v(P) \kappa_v(\xi) [B_v(\xi) - B_v(P)] e^{-\int_P^\xi \kappa_v(\eta) d\eta} dv \quad (3.21)$$

Die Gleichung (3.19) zur Bestimmung der Nettoemission des einzelnen Strahls lautet nun

$$\nabla \cdot I(P) = Som(T_P, T_S, |S - P|) - \int_P^S \Delta Sim(T_P, T_\xi, |\xi - P|) d\xi \quad (3.22)$$

Bedingt durch die Temperatur- und Druckabhängigkeit der Größen κ_v und B_v werden die Funktionen Som und ΔSim durch den Druck und die Temperaturen an den Stellen P und ξ bestimmt. Die Temperaturen T_P kennzeichnet die Beobachertemperatur, die Temperatur T_ξ die Strahltemperatur im Punkt ξ .

Eine weitere Bestimmungsgröße ist der Abstand $d=\xi-P$ zwischen den Punkten. Die Abhängigkeit ergibt sich aus der Integration des Absorptionskoeffizienten $\kappa_v(\eta)$ über η zwischen den Grenzen P und ξ in der Exponentialfunktion.

Zur Berechnung dieses Integrals wird eine lineare Änderung der Temperatur zwischen den Integrationsgrenzen gemäß Abbildung 3.5 angenommen, sodass gilt:

$$T_\eta = T_P + (\eta - P) \frac{T_\xi - T_P}{\xi - P} \quad (3.23)$$

Diese Näherung scheint auf den ersten Blick für große Abstände mit großen Abweichungen verbunden zu sein, jedoch sind die Absorptionsanteile dieser Entfernungen so gering, dass diese einen zu vernachlässigenden Einfluss auf die Integration haben.

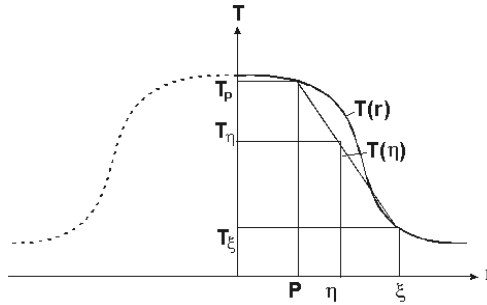


Abbildung 3.5 Reale und approximierte Temperaturverteilung

Mit den Partiellen Charakteristiken Som und ΔSim existieren zwei Materialfunktionen, die abhängig sind von den lokalen Temperaturen T_P bzw. T_ξ und vom Abstand $\xi-P$ zwischen den betrachteten Punkten. Desweiteren sind die Funktionen druckabhängig.

Die Werte der Funktion Som sind immer positiv und beschreiben die lokale Emission im Punkt P . Die Funktion ΔSim kennzeichnet den Strahlungsaustausch zwischen den Punkten P und ξ . Je nach den Temperaturverhältnissen zwischen den Punkten P und ξ kann ΔSim positiv oder negativ werden. Bei identischen Temperaturen ist ΔSim gleich Null.

3.2.2 P1-Modell

Der Grundgedanke der allgemeinen P_N -Approximation ist, eine Lösung der Strahlungstransportgleichung beliebiger Genauigkeit zu erhalten, indem diese in ein System von Transportgleichungen überführt wird. Die Lösung dieser Differentialgleichungen in einem beliebig berandeten Lösungsraum erfordert Randbedingungen, die das Strahlungsverhalten des Außenraums an dieser Stelle definieren [deH01].

Ausgehend von der Strahlungstransportgleichung (3.6) für nicht streuende, stationäre LTG-Plasmen und der durch sie bestimmten spektralen Intensität, lässt sich über die Zuordnung des Punktes P durch den Ortsvektor $\vec{r}$ die Intensität $I(P, s)$ in Abhängigkeit zweier vektorieller Größen ausdrücken als

$$I_v(\vec{r}, \vec{s}) = I_v(P, \vec{s})$$

Die allgemeine P_N -Approximation beschreibt die Separation der Variablen $\vec{r}$ und $\vec{s}$, mit der die spektrale Intensität im dreidimensionalen Raum in eine Reihe von Kugelfunktionen entwickelt wird [Mod93]. Durch Abbruch der Reihenentwicklung nach dem ersten Glied erhält man die P1-Approximation der spektralen Intensität. Deren erster Term ist richtungsunabhängig und die weiteren Terme sind proportional zum Richtungsvektor $\vec{s}$, ausgedrückt in Kugelkoordinaten. Die spektrale Intensität kann nun durch eine skalare Größe $a_v(r)$, eine vektorielle Größe $\vec{b}_v(r)$ und den Richtungsvektor $\vec{s}$ in Kugelkoordinaten ausgedrückt werden.

$$I_v(\vec{r}, \vec{s}) = a_v(\vec{r}) + \vec{b}_v(\vec{r})\vec{s} \quad (3.24)$$

Ziel der folgenden mathematischen Umformungen ist es, die Größen $a_v(r)$ und $\vec{b}_v(r)$ durch bekannte Größen zu ersetzen. Hierzu wird die auf den Punkt P aus allen Raumwinkelelementen auftretende Intensität integriert, sodass sich die auf diesen Punkt einwirkende Strahlung $G_v(r)$ mit Gleichung (3.24) ergibt.

$$G_v = \int_{4\pi} I_v(\vec{r}, \vec{s}) d\Omega = \int_{4\pi} (a_v(\vec{r}) + b_v(\vec{r})\vec{s}) d\Omega \quad (3.25)$$

und mit $\int_{4\pi} \vec{s} d\Omega = 0$ erhält man

$$G_v(\vec{r}) = 4\pi a_v(\vec{r}) \quad (3.26)$$

Die spektrale Strahlungsflussdichte $\vec{F}_v(\vec{r})$ erhält man in ähnlicher Weise zu

$$\vec{F}_v(\vec{r}) = \int_{4\pi} I_v(\vec{r}, \hat{s}) \vec{s} d\Omega = \int_{4\pi} [a_v(\vec{r}) + b_v(\vec{r})\vec{s}] \vec{s} d\Omega \quad (3.27)$$

bzw. mit $\int_{4\pi} (\vec{s}\vec{s}) d\Omega = \frac{4\pi}{3} \vec{\delta}$ und $\vec{b}_v \cdot \vec{\delta} = \vec{b}_v$

$$\vec{F}_v(\vec{r}) = \frac{4\pi}{3} \vec{b}_v(\vec{r}) \quad (3.28)$$

und mit Gleichung (3.24) folgt

$$I_v(\vec{r}, \vec{s}) = \frac{1}{4\pi} [G_v(\vec{r}) + 3\vec{F}_v(\vec{r})\vec{s}] \quad (3.29)$$

wodurch sich die spektrale Intensität in Abhängigkeit von einwirkender Strahlung $G_v(\vec{r})$ und Flussdichte $\vec{F}_v(\vec{r})$ ausdrücken lässt.

Durch Einsetzen der Gleichung (3.29) in die Strahlungstransportgleichung (3.6) und Umformung erhält man nach Integration über alle Raumwinkelelemente ein System von Differentialgleichungen zur Bestimmung von $G_v(\vec{r})$ und $\vec{F}_v(\vec{r})$.

$$\nabla \cdot G_v = -3\kappa_v \vec{F}_v \quad (3.30)$$

$$\nabla \cdot \vec{F}_v = \kappa_v (4\pi B_v - G_v) = 4\pi \varepsilon_{Nv} \quad (3.31)$$

Gleichung (3.31) entspricht der Relation zur Bestimmung des spektralen Nettoemissionskoeffizienten nach [Lie76]. Durch Eliminierung von $\vec{F}_v(\vec{r})$ erhält man die Bestimmungsgleichung für $G_v(\vec{r})$ in Form einer Helmholtz-Gleichung.

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\kappa_v} \nabla \cdot G_v \right) = 3\kappa_v (G_v - 4\pi B_v) \quad (3.32)$$

Diese elliptische Gleichung muss aufgrund ihres spektralen Charakters über alle Frequenzen ν integriert werden, um die gesamte einwirkende Strahlung G zu erhalten. Die Integration über den Frequenzbereich wird erreicht, indem der Frequenzbereich in eine endliche Anzahl n von Energiebändern der Breite $\Delta\nu_n$ unterteilt wird. Der gemittelte Absorptionskoeffizient ist somit abhängig vom Druck, der lokalen Temperatur und dem Radius des Lichtbogens. Für ein Frequenzband l mit dem gemittelten Absorptionskoeffizienten κ_v und der Breite $\Delta\nu_l = \nu_l - \nu_{l-1}$ gilt

$$G_l = \int_{\nu_1}^{\nu_2} G_v d\nu \quad (3.33)$$

und die Lösungsgesamtheit resultiert aus der Summe über alle Frequenzbänder zu

$$G = \sum_{l=1}^n G_l \quad (3.34)$$

Durch die einwirkende Strahlung G , sind über Gleichung (3.30) und (3.31) auch die Strahlungsflussdichte sowie deren Divergenz bzw. Nettoemission bekannt. Eine ausführliche Darstellung der Herleitung der P1-Approximation findet sich in [Mod93].

Zur Lösung der Gleichung (3.32) sind Randbedingungen notwendig, die das physikalische Verhalten der einwirkenden Strahlung an den geometrischen Grenzen des Lösungsraums beschreiben. Für die Berechnung des Strahlungsverhaltens in einer rotationssymmetrischen Anordnung wird vorausgesetzt, dass sich die Strahlungsgrößen über die Symmetrieachse hinweg nicht ändern. Dieses Verhalten wird über eine Neumannsche Randbedingung definiert, d.h. die Normalenableitungen der Strahlungsgrößen sind Null. Entlang der äußeren Berandung kann die Randbedingung durch die Marshak-Bedingung erfüllt werden [Mod93]. Diese Form der Randbedingung impliziert eine Bedingung, die die nach außen dringende Strahlungsintensität in integrativer Weise erfüllt. Diese wird durch die Forderung der Stetigkeit des Strahlungsflusses senkrecht zum Rand erfüllt. Der Randbereich des Lösungsraums wird als diffus emittierende und reflektierende Oberfläche angesehen, die als grauer Oberflächenstrahler mit dem Planckschen Strahlungsgesetz B_ν und seinem Emissionsfaktor ε_ν beschrieben wird.

Die Marshak-Bedingung erhält folgende Form:

$$\frac{1}{\kappa} \nabla \cdot G \cdot \vec{n} = -\frac{3}{2} \frac{\varepsilon_\nu}{2 - \varepsilon_\nu} (4\pi B_\nu - G) \quad (3.35)$$

3.2.3 Nettoemissionskoeffizient

Der Nettoemissionskoeffizient ε_N für SF_6 -Plasmen wurde von Liebermann und Lowke eingeführt [Lie76]. Unter der Annahme eines homogenen und isothermen LTG-Plasmas beschreibt dieser den Anteil der Leistung, der pro Volumeneinheit und pro Raumwinkelement im Zentrum eines zylindrischen Lichtbogens ausgestrahlt wird und das Plasma mit dem Radius R nach außen hin verlässt.

Ausgehend von der Strahlungstransportgleichung (3.6), lässt sich der Nettoemissionskoeffizient wie folgt herleiten:

Beschreibt man den Richtungsvektor der Strahlung $\vec{s}$ relativ zum Punkt P , so kann die Reihenfolge von $\vec{s}$ und ∇ vertauscht werden. Anschließend Multiplikation der Gleichung mit dem Raumwinkelement $d\Omega$ auf beiden Seiten und Integration über den gesamten Raumwinkel ergibt

$$\nabla \cdot \int_{4\pi} I_v \vec{s} d\Omega = 4\pi(\varepsilon_v - \kappa_v \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_v d\Omega) \quad (3.36)$$

Mit der spektralen Flussdichte

$$\vec{F}_v = \int_{4\pi} I_v \vec{s} d\Omega \quad (3.37)$$

und der über den ganzen Raumwinkel gemittelte "spektrale" Intensität

$$J_v = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_v d\Omega \quad (3.38)$$

folgt aus (3.36) die spektrale Nettoemission zu

$$\nabla \cdot \vec{F}_v = 4\pi(\varepsilon_v - \kappa_v J_v) = 4\pi\varepsilon_{Nv} \quad (3.39)$$

Der spektrale Nettoemissionskoeffizient ist somit gegeben durch die Beziehung

$$\varepsilon_{Nv} = \varepsilon_v - \kappa_v J_v \quad (3.40)$$

Für Punkte im Zentrum eines Lichtbogens mit Radius R gilt nach [Low74] für die gemittelte spektrale Intensität

$$J_v = B_v [1 - G_1(\kappa_v R)] \quad (3.41)$$

Für die Funktion $G_1(x)$ gilt nach [Lie76] $G_1(x) \approx e^{-x}$ und es folgt

$$J_v = B_v [1 - e^{-\kappa_v R}] \quad (3.42)$$

Mit Gleichung (3.40) und dem für LTG-Plasmen gültigen Kirchhoff-Satz, ergibt sich schließlich der spektrale Nettoemissionskoeffizient zu

$$\varepsilon_{Nv} = B_v \kappa_v e^{-\kappa_v R} \quad (3.43)$$

Die Integration über alle Frequenzen ergibt den Nettoemissionskoeffizienten

$$\varepsilon_N = \int_0^{\infty} B_\nu \kappa_\nu e^{-\kappa_\nu R} d\nu \quad (3.44)$$

In [Gle91] werden die weiterführenden Schritte und Näherungen zur Integration der Gleichung erläutert. Der Nettoemissionskoeffizient ist abhängig vom Druck, der lokalen Temperatur und dem Radius des Lichtbogens $\varepsilon_N(p, T, R)$.

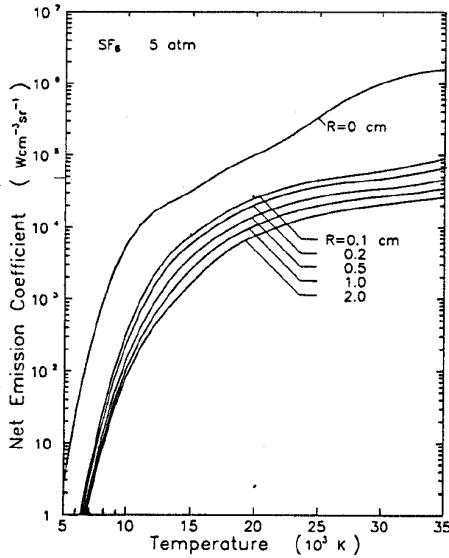


Abbildung 3.6 Nettoemissionskoeffizient aus [Lie79] für 10bar absolut

In Abbildung 3.6 ist der nach [Lie76] berechnete Verlauf des Nettoemissionskoeffizienten für SF_6 über die Temperatur bei einem Druck von zehn bar und verschiedenen Lichtbogenradien exemplarisch dargestellt.

Simulationen in reinen SF_6 -Plasmen ergeben zufriedenstellende Ergebnisse, solange der Nettoemissionskoeffizient mit Faktoren zwischen 1,5 und 4,0 multipliziert wird [Gle92]. In Kapitel 4.1 wird hierauf noch detailliert eingegangen.

3.2.4 Monte-Carlo-Modell

Der Energietransport durch Strahlung kann physikalisch durch eine Kombination von Streuung und Absorption einer großen Anzahl von Teilchen beschrieben werden, die von Gas- oder Wandmolekülen ausgesendet werden [Wen95]. Während die Strahlungsintensität das makroskopische Verhalten des Strahlungsprozesses beschreibt, betrachtet das Monte-Carlo-Modell direkt den physikalischen Prozess. Hierzu wird für eine große Anzahl von Teilchen (Photonen), die von jedem Punkt im Lösungsraum emittiert werden, das Streuungs- und Absorptionsverhalten verfolgt. Da nicht jedes einzelne Teilchen verfolgt werden kann, wird der Lösungsraum in Gaselemente eingeteilt (diskretisiert) und jeweils eine Anzahl von Teilchen mit Hilfe von Zufallszahlen in alle Richtungen geschickt und der Weg nachgebildet.

Die Aufgabe der Strahlungsberechnung gliedert sich in die Simulation der Absorption und Emission im Gasvolumen (Abschnitt A. und B.) und der Emission, Reflektion und Absorption an der geometrischen Berandung des Lösungsraums (Abschnitt C. und D.). Hierbei werden neun Zufallszahlen verwendet, um den Weg eines Teilchens von seiner Emission bis zur vollständigen Absorption zu beschreiben. Die Herleitung der Gleichung zur Bestimmung der Absorption im Gasvolumen mittels einer Zufallszahl wird exemplarisch gezeigt, während für die übrigen Zufallszahlen die entsprechenden Gleichungen angegeben werden und auf die Literatur verwiesen wird [Wen95]. In Abschnitt E. wird das Monte-Carlo-Modell anhand von Beispielen erläutert.

A.) Absorption im Gasvolumen

Um die folgenden Erläuterungen des Monte-Carlo-Modells zu vereinfachen, wird der Absorptionskoeffizient κ als frequenzunabhängig angenommen. Ein Gas mit dieser Eigenschaft wird als "gray gas" bezeichnet [Wen95].

Soll für ein "gray gas" der Strahlungsverlust in einer Gasschicht der Breite S ermittelt werden, so kann gemäß Abbildung 3.7 aus der durch den Raumwinkel $d\Omega$ auf der rechten Seite der Schicht einfallenden Strahlungsintensität I_0 , die Intensität I auf der linken Seite durch Integration folgender Gleichung berechnet werden.

$$I d\Omega dF = I_0 d\Omega dF e^{\kappa S} \quad (3.45)$$

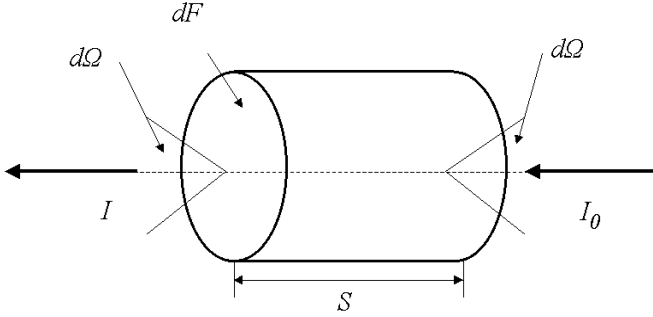


Abbildung 3.7 Strahlungsabsorption durch eine Gasschicht der Breite S

Die Lösung der Gleichung führt zu "Lambert-Beer's law", das die "Dämpfung" der Strahlungsenergie in einem Gasvolumen der Breite S wie folgt beschreibt:

$$I = I_0 e^{-\kappa S} \quad (3.46)$$

Die Einheiten von κ und S sind in Meter^{-1} bzw. Meter definiert und das dimensionslose Produkt dieser Größen wird als optische Tiefe τ bezeichnet.

Wie bereits erwähnt, simuliert das Monte-Carlo-Modell das Verhalten einer großen Anzahl von Teilchen, sodass die Strahlungsintensität durch Summation ermittelt werden kann. Betrachtet man nun für das Beispiel aus Abbildung 3.7 für die durch den Raumwinkel $d\Omega$ emittierte Strahlungsintensität I_0 für N Teilchen, jeweils mit der Energie I_0/N , so muss für jedes Teilchen die Fluglänge η ermittelt werden.

In [Ros85] wird eine Transformation vorgeschlagen, die es ermöglicht, die Fluglänge η der Teilchen entsprechend einer Wahrscheinlichkeitsverteilung $f(y)$ zu berechnen,

$$R_S = \int_{-\infty}^{\eta} f(y) dy \quad (3.47)$$

wobei die Zufallszahl R_S für einen Wertebereich von 0 bis 1 definiert ist. Für N emittierte Teilchen beträgt die auf der Strecke S bis $S+dS$ absorbierte Energie $I_0 \kappa e^{-\kappa S} dS$.

Mit der Energie eines Teilchens von I_0/N , ergibt sich daraus die Anzahl der absorbierten Teilchen auf der Strecke dS zu

$$\frac{I_0 \kappa e^{-\kappa S} dS}{I_0/N} = N \kappa e^{-\kappa S} dS \quad (3.48)$$

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für Teilchen, die eine Strecke S zurückgelegt haben, ergibt sich damit zu:

$$f(S) dS = N \kappa e^{-\kappa S} dS / N = \kappa e^{-\kappa S} dS \quad (3.49)$$

Aus den Gleichungen (3.47) und (3.49) (mit $S \geq 0$) folgt

$$R_S = \int_{-\infty}^{\eta} f(y) dy = \int_0^{\infty} f(y) dy = \int_0^S \kappa e^{-\kappa y} dy = 1 - e^{-\kappa S} \quad (3.50)$$

und mit "Beer's law" folgender Ausdruck,

$$1 - e^{-\kappa S} = \frac{I_0 - I}{I_0} = 1 - \frac{I}{I_0} \quad (3.51)$$

der die Wahrscheinlichkeit, dass Strahlungsenergie entlang der Strecke S absorbiert wird, beschreibt. Gleichung (3.50) lässt sich wie folgt umformen zu

$$S = -\ln(1 - R_S) / \kappa \quad (3.52)$$

und dient zur Bestimmung der Fluglänge S mit Hilfe der Zufallszahl R_S .

B.) Emission im Gasvolumen

Das Monte-Carlo-Modell beschreibt den Verlauf von Teilchen im Gasvolumen, wobei die Emission durch fünf Zufallszahlen beschrieben werden kann. Sendet man von einem Gaselement ein Teilchen aus, so benötigt man neben den Startkoordinaten auch die Richtung, in die das Teilchen geschickt werden soll. Nach der Emission kann der Ort der vollständigen Absorption mit Gleichung (3.52) ermittelt werden.

Stellt man sich im Zentrum eines Gaselementes ein Kugelkoordinatensystem vor, so ergibt sich die Richtung, in der das Teilchen ausgesendet werden soll, aus den Größen θ und η , die durch die Gleichungen (3.53) und (3.54) beschrieben werden, mit den jeweiligen Zufallszahlen R_θ und R_η .

$$\theta = 2\pi R_\theta \quad (3.53)$$

$$\eta = \cos^{-1}(1 - 2R_\eta) \quad (3.54)$$

Die Herleitung ist in [Wen95] angegeben und erfolgt ähnlich der Herleitung von Gleichung (3.52).

Die Startkoordinaten des Teilchens (x_0, y_0, z_0) im jeweiligen Gaselement werden durch drei Zufallszahlen wie folgt bestimmt,

$$x_0 = (R_x - 0.5)\Delta x + x_c \quad (3.55)$$

$$y_0 = (R_y - 0.5)\Delta y + y_c \quad (3.56)$$

$$z_0 = (R_z - 0.5)\Delta z + z_c \quad (3.57)$$

wobei die Koordinaten (x_c, y_c, z_c) das Zentrum des jeweiligen Gaselements bezeichnen und durch $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ die Abweichung ausgedrückt wird, sodass die Startpunkte der Teilchen gleichmäßig über das gesamte Volumen verteilt sind.

C.) Emission der Teilchen an der Wand

Die Aussendung von Teilchen entlang der geometrischen Berandung des Lösungsraums erfolgt über zwei weitere Zufallszahlen, gemäß Gleichungen (3.58) und (3.59) für ein Kugelkoordinatensystem, welches man sich als Halbkugel am Rand des Lösungsraums vorstellen kann (Herleitung in [Wen95]).

$$\theta = 2\pi R_\theta \quad (3.58)$$

$$\eta = \cos^{-1} \sqrt{1 - R_\eta} \quad (3.59)$$

Zusammenfassend wird die Emission der Teilchen an der Wand durch die Simulation von N Teilchen beschrieben, die gemäß den Gleichungen (3.55) bis (3.57) auf der Oberfläche der jeweiligen Randfläche in die Richtung nach Gleichungen (3.58) und (3.59) ausgesendet werden und nach einer Länge beschrieben durch Gleichung (3.52), vollständig absorbiert werden.

D.) Reflektion und Absorption der Teilchen an der Wand

Die bisher angegebenen Gleichungen berücksichtigen noch nicht die Reflektion und Absorption der Strahlung an der geometrischen Berandung des Lösungsraums, an der ein Anteil α absorbiert und $(1-\alpha)$ reflektiert wird. Für den Fall einer "gray wall" gilt $\alpha=\varepsilon$, sodass durch eine Zufallszahl für eine große Anzahl von Teilchen die Absorption durch

$$R_r \leq \varepsilon \quad (3.60)$$

und die Reflektion durch

$$R_r \geq \varepsilon \quad (3.61)$$

ermittelt werden kann.

E.) Beispiele zur Simulation der Strahlung mit dem Monte-Carlo-Modell

Betrachtet wird ein Gaselement in der Mitte des Lösungsraums von dem 10000 Teilchen in alle Richtungen ausgesendet werden. Die Gleichungen (3.55) bis (3.57) dienen zur Bestimmung des Startpunktes P , die Flugrichtung ergibt sich aus den Gleichungen (3.53) und (3.54) und der Ort der vollständigen Absorption wird durch Gleichung (3.52) ermittelt.

Abbildung 3.8 zeigt den Weg eines Teilchens von seiner Aussendung im Punkt O des Gaselements bis zur vollständigen Absorption im Punkt E. Erreicht das Teilchen die Wand vor der vollständigen Absorption, so wird entsprechend dem Absorptionskoeffizienten das Teilchen reflektiert oder absorbiert. In Abbildung 3.8 wird das Teilchen in den Punkten A,B,C und D aufgrund der geringen Wandemission von $\varepsilon=0,1$ in eine neue Richtung nach Gleichung (3.60) und (3.61) reflektiert. Die vollständige Absorption nach Gleichung (3.52) erfolgt dann im Punkt E, in der oberen Hälfte des betrachteten Lösungsraumes.

Im zweiten Beispiel soll der Einfluss einer "schwarzen" Wand gezeigt werden, für die $\varepsilon=1,0$ gilt und das Teilchen ohne Reflektion an der Wand absorbiert wird, wie in Abbildung 3.9 gezeigt.

Im dritten Beispiel in Abbildung 3.10 wird die Wand nicht erreicht, da eine höhere Absorption angenommen wurde, die zu einer deutlich kürzeren Wegstrecke des Teilchens führt. Für diesen Fall ist in Abbildung 3.11 das Absorptionsgebiet von 10000 Teilchen gezeigt, die aufgrund der hohen Absorption ($\kappa=0,7$) bereits im Gaselement oder kurz danach absorbiert werden.

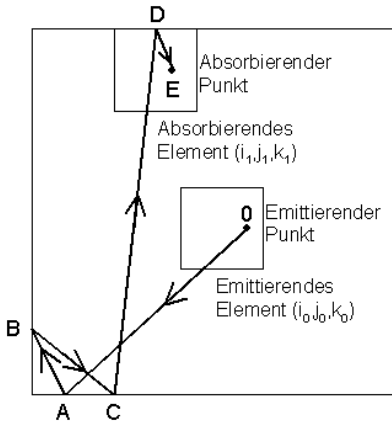


Abbildung 3.8 Weg eines Teilchens
(Gas: $\kappa=0,1 \text{ m}^{-1}$, Wand: $\varepsilon=0,1$) [Wen95]

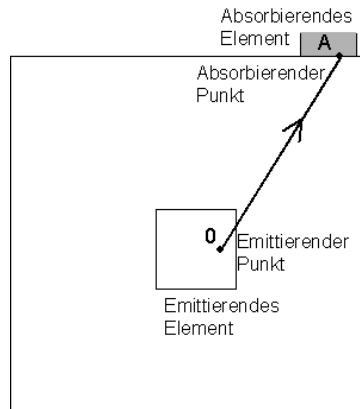


Abbildung 3.9 Weg eines Teilchens
(Gas: $\kappa=0,1 \text{ m}^{-1}$, Wand: $\varepsilon=1,0$) [Wen95]

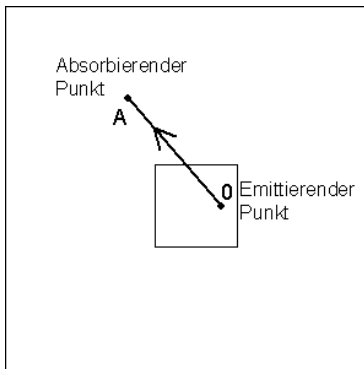


Abbildung 3.10 Weg eines Teilchens
(Gas: $\kappa=0,8 \text{ m}^{-1}$, Wand: $\varepsilon=1,0$) [Wen95]

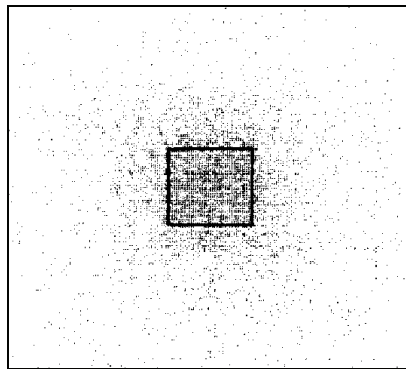


Abbildung 3.11 Absorptionsgebiet von 10000
Teilchen (Gas: $\kappa=0,7 \text{ m}^{-1}$, Wand: $\varepsilon=1,0$)
[Wen95]

3.3 Vergleich der Strahlungsmodelle

In Kapitel 3.2 wurden vier Strahlungsmodelle vorgestellt und deren Funktionsweise erläutert. Dieses Kapitel behandelt den Vergleich dieser Modelle im Hinblick auf die Anwendung in einem CFD-Programm zur Simulation von abbrandbestimmten Lichtbögen in Leistungsschaltern. Hierzu werden im ersten Unterkapitel Bewertungskriterien definiert und eine Vorauswahl getroffen. Das folgende Unterkapitel dient zum Vergleich der Genauigkeit der Strahlungsmodelle anhand eines für Lichtbögen in Leistungsschaltern typischen Temperaturprofils [Ray94]. In der Zusammenfassung dieses Kapitels werden die durchgeführten Untersuchungen einschließlich der Vorauswahl diskutiert und das favorisierte Strahlungsmodell angegeben.

3.3.1 Bewertung der Strahlungsmodelle

Die wesentlichen Kriterien bei der Bewertung der Strahlungsmodelle sind die Effizienz und die Genauigkeit. Die hohe Anforderung an die Genauigkeit ergibt sich aus dem Abbrandmodell, das den Strahlungsfluss des Lichtbogens, der auf die PTFE-Düse trifft, als Eingangsgröße benötigt. Somit muss das Strahlungsmodell in der Lage sein, bei verschiedenen Temperatur- und Druckgradienten im Lösungsraum die Emission und Absorption des Lichtbogens richtig wiederzugeben. Unter Effizienz wird hier die Forderung an einen geringen numerischen Aufwand verstanden (kurze Rechenzeiten), da in der gesamten Rechnung neben der Strahlung auch Differentialgleichungen für die Gasströmung, Elektromagnetik und Turbulenz gelöst werden müssen.

Die Methode der Partiellen Charakteristiken liefert gute Ergebnisse, unter der Voraussetzung, dass das betrachtete Temperaturprofil keine zu hohen Temperatur- und Druckgradienten aufweist. Verantwortlich hierfür sind die Strahlungstabellen *ASim* und *Som* mit deren Hilfe die Nettoemission für einen betrachteten Strahl im Lösungsraum ermittelt wird. Wurden die Tabellen z.B. für ein lineares Temperaturprofil entlang des Strahles erstellt, so ergeben sich Ungenauigkeiten, sobald der reale Temperaturverlauf von dieser Annahme abweicht. Gleiches gilt für den Druck, der in diesen Tabellen oft entlang eines Strahls als konstant angenommen wird. Da die Methode der Partiellen Charakteristiken die Verfolgung von Strahlen in alle Raumrichtungen erfordert

und dieses Verfahren in jedem Punkt im Lösungsraum wiederholt werden muss, ist der Einsatz sehr zeitaufwendig. Eine 2D-Anwendung (Berechnung der Strahlung für eine rotationssymmetrische Anordnung [deH01]) erfordert die Rückprojektion von Strahlen, die nicht in der betrachteten Ebene liegen. Ein weiterer Nachteil liegt in der Implementierung der Randbedingungen, da es grundsätzlich nur die Möglichkeit gibt, Strahlen bis zur geometrischen Berandung zu verfolgen. Auf einer Elektrode kann diese Vorgehensweise, wie in Kapitel 3.3.2 gezeigt wird, zu einer stark überhöhten Strahlung (Nettoemission bzw. Strahlungsflussdichte) führen.

Das P1-Modell überführt die Lösung der Strahlungstransportgleichung in ein System von Differentialgleichungen wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben wurde. Hierzu muss der Absorptionskoeffizient für die verschiedenen Frequenzbänder gemittelt werden, wodurch sich Ungenauigkeiten ergeben. Die Berechnung der Strahlung erfolgt bei diesem Modell durch die Lösung von Differentialgleichungen, die sich gut in einer CFD-Rechnung lösen lassen. Es ist jedoch auf die Randbedingungen und die Konvergenz der Differentialgleichungen zu achten, da sonst physikalisch falsche Ergebnisse resultieren können.

Das Monte Carlo Modell beschreibt die Strahlung, indem sie von einer großen Anzahl von Photonen, die von jedem Punkt im Lösungsraum emittiert werden, das Streuungs- und Absorptionsverhalten verfolgt. Bei der Anwendung ist auf die Anzahl der betrachteten Photonen zu achten, da sonst falsche Ergebnisse resultieren können, wie in Kapitel 3.3.2 gezeigt wird. Die Aufteilung des Absorptionskoeffizienten in einzelne Frequenzbänder führt ebenso wie beim P1-Modell zu Genauigkeitsverlusten. Trotzdem kann das Modell für spezielle Fragestellungen von Interesse sein, da es als einziges der in dieser Arbeit betrachteten Modelle die Möglichkeit bietet, Strahlung, die aus dem Lichtbogen in einen angrenzenden Feststoff gelangt, zu erfassen. Im Falle eines abbrandbestimmten Lichtbogens könnten somit Informationen über den Schädigungsprozess der Strahlung innerhalb der PTFE-Düse zur Entwicklung komplexerer Abbrandmodelle dienen.

Der Nettoemissionskoeffizient ist ein einfaches Strahlungsmodell, das die Strahlung unter der Annahme eines homogenen und isothermen LTG-Plasmas beschreibt. Der Nettoemissionskoeffizient liegt in Tabellenform vor, aus der für jeden Punkt im Lösungsraum für die entsprechende Temperatur und den Druck ein Wert interpoliert werden kann. Die Methode erfordert daher sehr wenig Rechenzeit und ist leicht einsetzbar. Leider kann die Reabsorption im Lichtbogenrand durch negative Werte nicht berücksichtigt werden. Der Strahlungsfluss, der auf die PTFE-Düse trifft, kann bei diesem Modell nur aus der

Integration der Nettoemission entlang des Radius ermittelt werden und steht nicht orts aufgelöst zur Verfügung. Der Einsatz zur Simulation abbrandbestimmter Lichtbögen ist somit schwierig und nur mit einem zusätzlichen empirischen Modell möglich [Dix04]. Eine weitere Schwierigkeit ist der Lichtbogenradius, der bei diesem Modell bestimmt werden muss und sich während der Simulation ändert. In der Literatur [Gle92] wird z.B. der halbe Lichtbogenradius verwendet, wobei trotzdem ein Korrektur-Faktor in der Größenordnung von 2 bis 4 notwendig ist, um für einen wandstabilisierten Lichtbogen eine Übereinstimmung mit dem Experiment zu erreichen (Kapitel 4.1). Aufgrund der dargestellten Schwierigkeiten wird dieses Modell in dieser Arbeit nicht eingesetzt.

Eine Zusammenfassung der Vor- und Nachteile der einzelnen Strahlungsmodelle ist in Tabelle 3-1 dargestellt.

Umfangreiche Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit haben gezeigt, dass das P1-Modell, das die Lösung von Differentialgleichungen erfordert, wesentlich schneller Ergebnisse liefert, als ein Strahlverfolgungsverfahren (Monte Carlo Modell oder Methode der Partiellen Charakteristiken). Leider können genaue Angaben hierzu nur schwer gemacht werden, da die Rechenzeit von der Größe der Geometrie, der Implementierung, der Temperaturgradienten etc. stark beeinflusst wird. Für den Fall eines abbrandbestimmten Lichtbogens haben die Untersuchungen gezeigt, dass die Wahl des P1-Modells die Rechenzeit gegenüber dem Monte Carlo-Modell um einen Faktor 4 bis 5 und gegenüber der Methode der Partiellen Charakteristiken um einen Faktor 6 bis 7 verkürzt. Soll die Frage der Effizienz beantwortet werden, so ist folglich das P1-Modell zu favorisieren.

Modell	Bewertung (Vorteil = +/ Nachteil = -)
Methode der Partiellen Charakteristiken	• Abhängigkeit von den <u>Temperaturgradienten</u> und <u>Druckgradienten</u>, da Integration des Absorptionskoeffizienten in den Termen ΔSim und Som über den gesamten Frequenzbereich im voraus für z.B. ein lineares Temperaturprofil erfolgt (-) • Da die Strahlen bis zum Rand des Lösungsraums verfolgt werden, können keine besonderen Randbedingungen angegeben werden (-) • keine gemittelten Absorptionskoeffizienten in den Tabellen ΔSim und Som (+ +) • Einsatz in CFD schwierig und zeitaufwendig (- -) • Ortsaufgelöster Strahlungsfluss für Abbrandmodell ist verfügbar (+ +)
P1-Modell	• gut geeignet für CFD-Programme, die zur Lösung von Transportgleichungen optimiert sind (+ + +) • gemittelte Absorptionskoeffizienten (-) • Lösung von der Wahl der Randbedingung abhängig (+/-) • Ortsaufgelöster Strahlungsfluss für Abbrandmodell ist verfügbar (+ +)
Monte-Carlo-Modell	• einziges Modell in CFX5, das den Strahlungstransport durch Festkörper mit berücksichtigen kann (+ + +) • gemittelte Absorptionskoeffizienten (-) • Abhängigkeit der Lösung von der Anzahl der Strahlen (+/-) • Zeitaufwendig (- -) • Ortsaufgelöster Strahlungsfluss für Abbrandmodell ist verfügbar (+ +)
Nettoemissionskoeffizient	• einfaches Modell, das für isotherme Temperaturprofile hergeleitet wurde(- -) • Nettoemissionskoeffizient ist immer positiv (keine Reabsorption) (- -) • keine direkte Information über den Strahlungsfluss, der auf eine Fläche trifft möglich(- -) • sehr schnell (+ + +) • Lichtbogenradius muss ermittelt werden (-) • Korrekturfaktoren erforderlich !!! (- - -)

Tabelle 3-1 Vergleich der Strahlungsmodelle

3.3.2 Vergleich der Genauigkeit der Strahlungsmodelle

A.) Verteilung der Nettoemission

Die Genauigkeit der einzelnen Strahlungsmodelle soll anhand eines Temperaturprofils in einem Zylinder untersucht werden. Der Vorteil dieser Vorgehensweise liegt darin, dass die Verteilung der Nettoemission bzw. Strahlung somit unabhängig von anderen Einflussgrößen, wie z.B. Abbrand, Turbulenz, etc. gezeigt werden kann. In [Ray94] ist ein typisches Temperaturprofil für einen Lichtbogen in einem Leistungsschalter angegeben. Dieses Profil kann mit der Lichtbogengleichung aus [Aub00] in einem Zylinder mit konstanter Temperaturverteilung in axialer Richtung vorgegeben werden, und dient zur Berechnung der Verteilung der Nettoemission mit den Strahlungsmodellen.

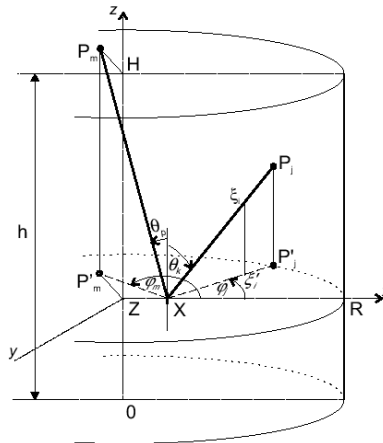


Abbildung 3.12 Prinzip der Strahlverfolgung in einem Zylinder zur Berechnung der Nettoemission in der xy-Ebene beim Einsatz der Methode der Partiellen Charakteristiken [Ray94]; Stromrichtung in z-Richtung

Abbildung 3.12 zeigt den Zylinder mit der Höhe h , der zum Vergleich der Strahlungsmodelle dient. Die Temperaturverteilung wird als Funktion des Radius vorgegeben und ist entlang der z -Achse konstant. Bei der Anwendung der Methode der Partiellen Charakteristiken oder des Monte Carlo Modells ist die

Aussendung von Strahlen notwendig, während das P1-Modell die Definition von Randbedingungen erfordert. In Abbildung 3.12 sind als Beispiel 2 Strahlen gezeigt, die vom Punkt X zum Randpunkt P verlaufen mit den dazugehörigen Winkeln in Kugelkoordinaten, wie sie beim Einsatz der Methode der Partiellen Charakteristiken definiert sind. Zur Vereinfachung wird die Strahlung nur für Punkte in der xy -Ebene bei $z=H/2$ und dort entlang einer Geraden vom Zentrum zum Rand des Lösungsraums berechnet. Das vorgegebene Temperaturprofil und die berechneten Verläufe der Nettoemission für die jeweiligen Modelle werden entsprechend in den folgenden Graphen für diese Gerade angegeben.

Abbildung 3.13 zeigt das Temperaturprofil aus [Ray94] mit einem Maximum von 20000K im Lichtbogenkern und 300K im Randbereich. Abbildung 3.14 zeigt die berechnete Verteilung der Nettoemission für die einzelnen Modelle. Wie man erkennt, zeigen die Kurven einen ähnlichen Verlauf, obwohl es Unterschiede im Emissions- und Absorptionsbereich gibt. Der Emissionsbereich wird von der Methode der Partiellen Charakteristiken etwas höher wiedergegeben und der Absorptionsbereich von dem P1-Modell im Vergleich zu den anderen Strahlungsmodellen. Da drei Approximationsmethoden miteinander verglichen werden, ist es nicht möglich anzugeben, welches der Ergebnisse das "Richtige" ist. Daher wird in Kapitel 4.1 die Validierung anhand von wandstabilisierten Lichtbögen durchgeführt.

Dass bei einem Strahlverfolgungsverfahren stets eine minimale Anzahl von Strahlen bzw. Photonen zu betrachten ist, soll exemplarisch für das Monte Carlo Modell gezeigt werden. Abbildung 3.15 zeigt die Lösung für 10.000, 100.000 und 1Mio Strahlen. Man erkennt, dass ab 100.000 Strahlen keine wesentlichen Änderungen mehr auftreten, die Rechenzeit jedoch stark ansteigt. Abbildung 3.15 zeigt auch, dass der Kurvenverlauf für 10.000 Strahlen weniger "glatt" ist und die Reabsorption höher wiedergegeben wird.

Für die Methode der Partiellen Charakteristiken könnte man ähnliche Abbildungen zeigen, da auch hier eine minimale Anzahl von Strahlen notwendig ist. In Abbildung 3.14 wurde für das Monte Carlo Modell und die Methode der Partiellen Charakteristiken jeweils die Anzahl der Strahlen oberhalb der minimalen Anzahl gewählt, um die Ergebnisse vergleichen zu können.

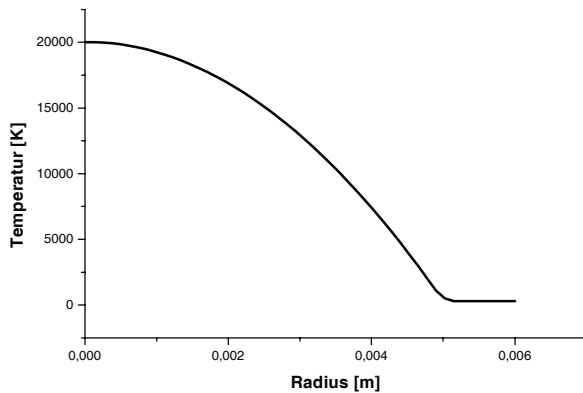


Abbildung 3.13 Temperaturverlauf in der xy -Ebene als Funktion des Radius für den Zylinder aus Abbildung 3.12

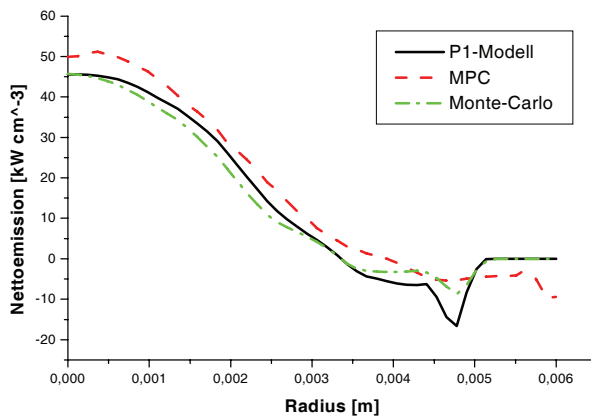


Abbildung 3.14 Vergleich der Nettoemission für den Temperaturverlauf aus Abbildung 3.13 für verschiedene Strahlungsmodelle (Monte Carlo Modell mit 100000 Strahlen); Druck=1bar

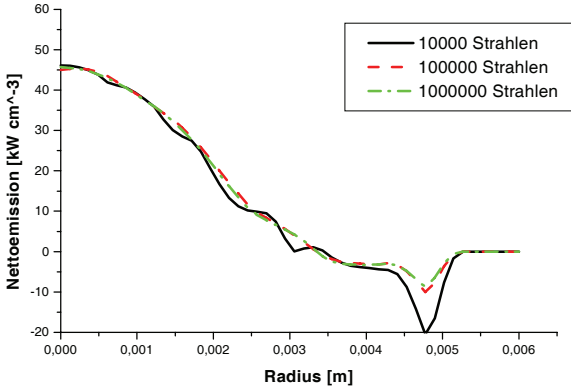


Abbildung 3.15 Vergleich der Nettoemission für den Temperaturverlauf aus Abbildung 3.13 mit dem Monte Carlo Modell für eine unterschiedliche Anzahl von Strahlen; Druck=1bar

B.) Verteilung des Strahlungsflusses

Für das Temperaturprofil aus Abbildung 3.13 wird der Strahlungsfluss, der im Fall eines abbrandbestimmten Lichtbogens auf eine PTFE-Düse treffen würde zunächst exemplarisch mit der Methode der Partiellen Charakteristiken dargestellt und anschließend mit den anderen Modellen verglichen. Für den Zylinder mit einer Höhe von 8cm kann gemäß Abbildung 3.16 der gesamte Fluss F [Ray94b], der über den Zylindermantel den Außenraum erreicht, mit Hilfe der Nettoemission $\nabla \cdot \vec{F}(r)$ wie folgt berechnet werden:

$$F = 2\pi \iint \nabla \vec{F} \cdot (r) r dr dz \quad (3.62)$$

Betrachtet man nun zunächst eine Scheibe in der Höhe $z=4\text{cm}$ und trägt die Größe $\nabla \cdot \vec{F}(r) \cdot r$ als Funktion des Radius auf, erhält man als Fläche unter der Kurve den emittierten (positiv) bzw. reabsorbierten (negativ) Strahlungsfluss unabhängig von der Höhe des Zylinders, der anschaulich durch die entsprechende Fläche unter der Kurve repräsentiert wird. Abbildung 3.17 zeigt den Kurvenverlauf für das Temperaturprofil aus Abbildung 3.13 mit einer Temperatur im Lichtbogenrand von 300K.

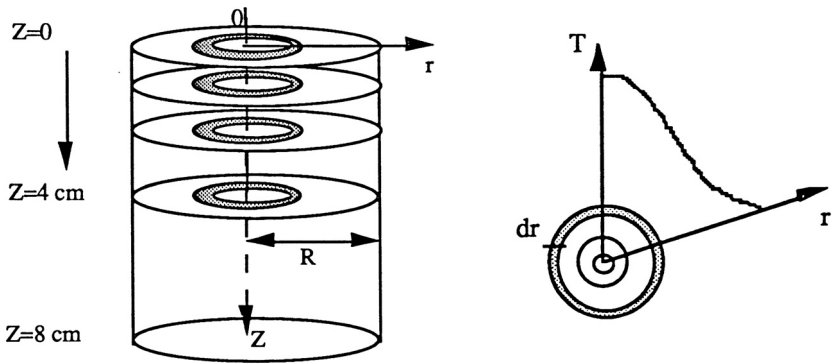


Abbildung 3.16 Untersuchungen des Strahlungsflusses, der den Lichtbogen verlässt für einen Zylinder mit einer Höhe von 8cm (links: Zylinder mit verschiedenen Ebenen; rechts: Prinzip der Integration am Beispiel einer Ebene) [Ray94b]

Bildet man das Integral gemäß Gleichung (3.62) ohne die Integration über die Höhe des Zylinders für die drei vorgestellten Approximationsmethoden, so ergibt sich für die Methode der Partiellen Charakteristiken ein Wert von $0,386\text{ MW/m}$, für das P1-Modell $0,390\text{ MW/m}$ und $0,445\text{ MW/m}$ für das Monte-Carlo-Modell. Man erkennt den geringen Unterschied zwischen der Methode der Partiellen Charakteristiken und dem P1-Modell, während das Monte Carlo Modell einen etwas höheren Wert liefert.

Für den gesamten Zylinder ist in den Abbildungen 3.18 und 3.19 die Größe $\nabla \vec{F}(r) \cdot r$ in 2D und 3D dargestellt. Man erkennt einen wesentlich höheren Wert an der Boden- und Deckelfläche des Zylinders in Abbildung 3.18 aufgrund der Strahlen, die von den entsprechenden Punkten nur nach oben bzw. unten verfolgt werden können und somit das Ergebnis ändern. Bei der Anwendung der Methode der Partiellen Charakteristiken muss an solchen Flächen die Strahlung reduziert werden, da es keine weiteren Randbedingungen gibt, die eine realistischere Modellierung ermöglichen würden.

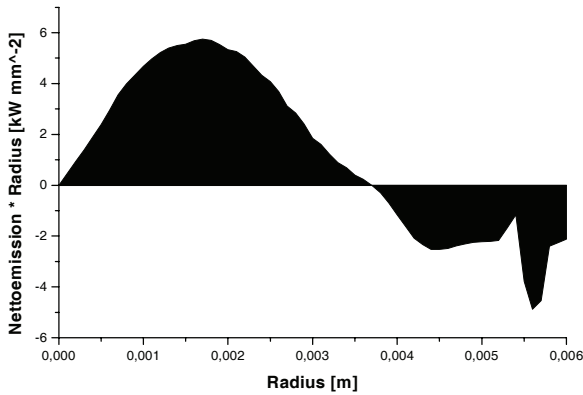


Abbildung 3.17 Verlauf der Größe $\nabla \cdot \vec{F}(r) \cdot r$ für den Zylinder aus Abbildung 3.12 mit dem Temperaturverlauf aus Abbildung 3.13 in der xy-Ebene bei $z=4\text{cm}$; ermittelt mit der Methode der Partiiellen Charakteristiken

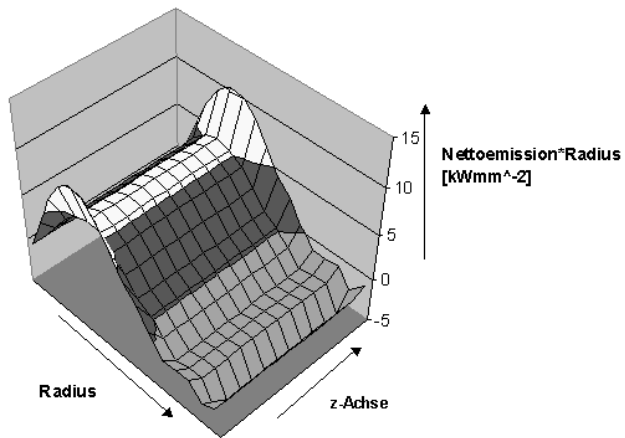


Abbildung 3.18 Verlauf der Größe $\nabla \cdot \vec{F}(r) \cdot r$ für den Zylinder aus Abbildung 3.12 mit dem Temperaturverlauf aus Abbildung 3.13 von $z=0\text{cm}$ bis $z=8\text{cm}$; ermittelt mit der Methode der Partiiellen Charakteristiken

3.3.3 Auswahl des Strahlungsmodells

Die Simulation von Lichtbögen erfordert die Modellierung der Strahlung durch ein Strahlungsmodell, welches die Verteilung der Nettoemission im Lösungsraum mit ausreichender Genauigkeit wiedergeben muss. Im Fall eines abbrandbestimmten Lichtbogens wird zusätzlich der Strahlungsfluss auf der Oberfläche der PTFE Düse benötigt. In Kapitel 3.3.1 wurden die Strahlungsmodelle untereinander verglichen und gemäß vorgegebener Kriterien bewertet. Es wurde erläutert, dass das P1-Modell zur Simulation von abbrandbestimmten Lichtbögen in Kombination mit einem CFD-Gleichungslöser am besten geeignet ist, da dieses Modell die Lösung von Helmholtz-Gleichungen erfordert, die sich gut mit den anderen Differentialgleichungen für die Gasströmung, Turbulenz, Energie etc. lösen lassen. Die Methode der Partiellen Charakteristiken und das Monte Carlo Modell erfordern jeweils ein Strahlverfolgungsverfahren, welches sich weniger gut in eine CFD-Simulation integrieren lässt. Die lokale Verteilung des Strahlungsflusses an der PTFE-Düse lässt sich im Fall eines abbrandbestimmten Lichtbogens mit dem Monte Carlo Modell, dem P1-Modell und der Methode der Partiellen Charakteristiken ermitteln.

Es konnte an einer zylindrischen Anordnung gezeigt werden, dass die Ergebnisse des P1-Modells mit den anderen Modellen vergleichbar sind (Abbildung 3.14) und sich somit ein guter Kompromiss zwischen Genauigkeit und Effizienz (geringer numerischer Aufwand) ergibt.

Die Methode der Partiellen Charakteristiken ist in einem CFD-Code schwer einsetzbar, da die Strahlverfolgung sehr zeitaufwendig ist und bei einer 2-D Simulation [deH01] trotzdem eine 3-D Strahlverfolgung durch Rückprojektion von Strahlen durchgeführt werden muss. Es steht nur eine Randbedingung zur Verfügung, die wie in Kapitel 3.3.2 gezeigt, im Randbereich zu falschen Ergebnissen führen kann. Bei Druckgradienten im Lösungsraum ergeben sich Ungenauigkeiten aufgrund der Tabellen für ΔSim und Som , die im Allgemeinen unter der Annahme konstanter Drücke erstellt werden. Weitere Ungenauigkeiten treten im Fall hoher Temperaturgradienten auf, da somit die Abweichung zwischen den für einen Strahl angenommenen linearen Temperaturverteilung und der Realität weit voneinander abweichen können.

Das Monte Carlo Modell erfordert ebenfalls eine Strahlverfolgung, die sehr zeitaufwendig ist und wird daher in dieser Arbeit bei den folgenden Untersuchungen nicht eingesetzt. Trotzdem kann das Modell für weitere Arbeiten zur Verbesserung des Abbrandmodells hilfreich sein, da es die Berechnung der Verteilung des Strahlungsflusses auch innerhalb des feststoffförmigen PTFE ermöglicht.

Im folgenden Kapitel wird entsprechend den Ergebnissen dieser Untersuchungen ausschließlich das P1-Modell mit den gemittelten Absorptionskoeffizienten aus [Eby98] und zur Simulation von SF₆-Lichtbögen in unterschiedlichen Anwendungen eingesetzt.

4 Ergebnisse und Validierung

Die in den Kapiteln 2 und 3 vorgestellten Modelle dienen zum Entwurf eines Simulationstools, das zur Berechnung von Schaltgeräten, die SF_6 als Isoliermedium nutzen, eingesetzt werden kann. Für die Simulation eines Selbstblasschalters müssen neben der Gasströmung mit den Materialdaten von SF_6 und gasförmigem PTFE, der Lichtbogen, der PTFE-Düsenabbrand, Turbulenz-Effekte und ggf. der Pinch-Effekt berücksichtigt werden.

Der Aufbau eines solchen Tools erfordert eine systematische Vorgehensweise von der Validierung des Lichtbogenmodells über den Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle bis zur Simulation eines Selbstblasschalters. Tabelle 4-1 gibt einen Überblick über die Vorgehensweise und deren numerischen Aufwand. Während in Kapitel 4.1 für wandstabilisierte Lichtbögen 7 Differentialgleichungen gelöst werden müssen, steigert sich die Anzahl dieser Gleichungen bis auf 18 für einen axial beblasenen Lichtbogen unter der Verwendung eines Reynoldsspannungsmodells. Ziel dieser Vorgehensweise ist die systematische Untersuchung der Leistungsfähigkeit der einzelnen Modelle, wie z.B. für Strahlung und Turbulenz, um eine optimale Modellierungsstrategie für das Gesamtmodell zu finden.

Wandstabilisierte Lichtbögen können ohne die Berechnung der Gasströmung nur mit Hilfe der Energieerhaltungsgleichung unter Berücksichtigung der Strahlung simuliert werden und eignen sich somit gut zur Validierung eines Strahlungsmodells, da die gemessenen und berechneten Kerntemperaturen im Lichtbogen direkt verglichen werden können. Die Berechnung erfordert die Lösung von 7 Differentialgleichungen, da neben der Energieerhaltungsgleichung, eine Poisson-Gleichung für das elektrische Feld und 5 Gleichungen für das P1-Modell gelöst werden müssen [Aub00].

Zur Validierung des Abbrandmodells, das für den Druckaufbau in einem abbrandbestimmten Lichtbogen verantwortlich ist, wurde ein Lichtbogen in einer PTFE-Düse gemäß [Mül94] simuliert und der gemessene Druckaufbau im Düsenzentrum mit den Ergebnissen der CFD-Rechnungen verglichen. Gegenüber dem wandstabilisierten Lichtbogen wird neben den Massen- und Impulserhaltungsgleichungen eine Differentialgleichung zur Berücksichtigung der lokalen Verteilung von SF_6 und gasförmigem PTFE benötigt.

Kapitel Nr.	Experiment / Simulation	Numerischer Aufwand (Anzahl der zu lösenden DGLn)
4.1	Vergleich gemessener Kerntemperaturen von <u>wandstabilisierten Lichtbögen</u> mit der Simulation	- Energieerhaltung - Poisson-Gleichung (für E-Feld) - P1-Modell $\Sigma_i \text{DGL}_i = 7$
4.2	Vergleich der Messungen aus [Mül94] mit der Simulation für einen <u>abbrandbestimmten Lichtbogen</u>	- Massenerhaltung - Impulserhaltung - Energieerhaltung - Transportgleichung (für PTFE) - Poisson-Gleichung (für E-Feld) - P1-Modell $\Sigma_i \text{DGL}_i = 12$
4.3	Simulation eines <u>axial beblasenen Lichtbogens</u> und Vergleich unterschiedlicher Turbulenz-Modelle	- Massenerhaltung - Impulserhaltung - Energieerhaltung - Poisson-Gleichung (für E-Feld) - P1-Modell $\Sigma_i \text{DGL}_i = 11$ - k- ε -Turbulenz-Modell bzw. SST-Modell $\Sigma_i \text{DGL}_i = 13$ - SSG-Turbulenz-Modell $\Sigma_i \text{DGL}_i = 18$
4.4	Simulation eines <u>Modellschalters</u> für unterschiedliche sinusförmige Stromstärken	- Massenerhaltung - Impulserhaltung - Energieerhaltung - Transportgleichung (für PTFE) - Poisson-Gleichung (für E-Feld) - P1-Modell - SST-Turbulenz-Modell $\Sigma_i \text{DGL}_i = 14$

Tabelle 4-1 Vorgehensweise zur Validierung des Modells und numerischer Aufwand

Zur detaillierteren Untersuchung der Wahl eines geeigneten Turbulenzmodells, ist eine Simulation erforderlich, bei dem unabhängig von anderen Einflussgrößen, wie z.B. Düsenabbrand, Gasgemisch etc. die Temperaturverteilung für verschiedene Stromstärken mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen mit dem Experiment verglichen werden kann. In [Les81] wurden Temperaturmessungen für einen axial beblasenen SF_6 -Lichtbogen in einer Glasdüse durchgeführt, die zur Wahl eines geeigneten Turbulenzmodells dienen sollen. Da die Wahl des Turbulenzmodells wesentliche Auswirkungen auf die Rechenzeit hat, muss der höhere numerische Aufwand bei der Verwendung von Turbulenzmodellen höherer Ordnung mit den zu erwartenden Vorteilen verglichen und bewertet werden. Während die in dieser Arbeit vorgestellten Wirbelviskositätsmodelle mit 2 Differentialgleichungen auskommen, benötigt das Reynoldsspannungsmodell 7 stark nichtlineare Differentialgleichungen.

Die Modellierung des Modellschalters wurde unter Berücksichtigung der Turbulenz und des Gasgemisches, das aus SF_6 und gasförmigen PTFE besteht, für verschiedene sinusförmige Ströme unterschiedlicher Amplitude durchgeführt und mit den experimentellen Daten verglichen. Die Anzahl der Differentialgleichungen erhöht sich damit um zwei gegenüber der Simulation des abbrandbestimmten Lichtbogens.

4.1 Wandstabilisierte Lichtbögen

Wandstabilisierte Lichtbögen eignen sich zur Validierung eines Lichtbogenmodells, für die die Kerntemperaturen in Abhängigkeit der Stromstärke gemessen wurden. Da die Gasströmung nicht berücksichtigt werden muss, reduziert sich die Simulation auf die Lösung der Energieerhaltungsgleichung, in der die Strahlung mit einem negativen Quellterm berücksichtigt wird, auf die Lösung der Poisson-Gleichung für das elektrische Feld und auf die Lösung der Differentialgleichungen für das P1-Modell.

In [Gle92] sind Messungen und Rechnungen für wandstabilisierte Lichtbögen unterschiedlicher Radien mit dem Nettoemissionskoeffizienten angegeben. Es wird z.B. gezeigt, dass die Kerntemperaturen als Funktion des Stroms für einen wandstabilisierten Lichtbogen mit einem Radius von 4mm bei 1bar Druck nur dann mit dem Experiment übereinstimmen, wenn der Nettoemissionskoeffizient von [Lie97] mit einem Faktor von 2 bis 4 multipliziert wird.

In dieser Arbeit wurde ein Zylinder mit einem Radius von 4mm des wandstabilisierten Lichtbogens zur Lösung der Differentialgleichungen verwendet und die Stromstärke gemäß Abbildung 4.1 verändert. Man erkennt eine gute Übereinstimmung der Kerntemperaturen zwischen Simulation und Experiment.

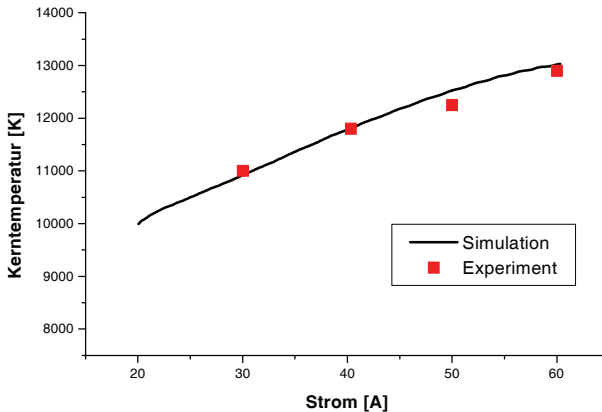


Abbildung 4.1 Vergleich der simulierten Kerntemperaturen (CFX5 mit P1-Modell) mit den in [Gle92] gemessenen Daten für wandstabilisierte Lichtbögen (Radius 4mm)

Ein weiterer Vergleich aus [Gle92] behandelt die Simulation eines abklingenden Lichtbogens mit 5mm Radius, der bei der Unterbrechung des Stromkreises entsteht. Der Lichtbogen zerfällt und kühlt durch Wärmeleitung und Strahlung ab. Die Messung des zeitlichen Verlaufs der Kerntemperatur kann mit der Simulation verglichen werden.

In der Simulation dient das Ergebnis einer stationären Rechnung für die entsprechende Stromstärke als Startwert für eine weitere transiente Rechnung, wobei lediglich die ohmsche Heizleistung, aufgrund der fehlenden Energiezufuhr aus dem Stromkreis, zu Null gesetzt wurde. Die Ergebnisse aus [Gle92] mit dem Nettoemissionskoeffizienten sind in Abbildung 4.2 gezeigt. Man erkennt, dass bei einer Stromstärke von 50A der Nettoemissionskoeffizient von (LL) [Lie79] mit und ohne Faktor 4 zu einer Abweichung zwischen Simulation und Experiment führt.

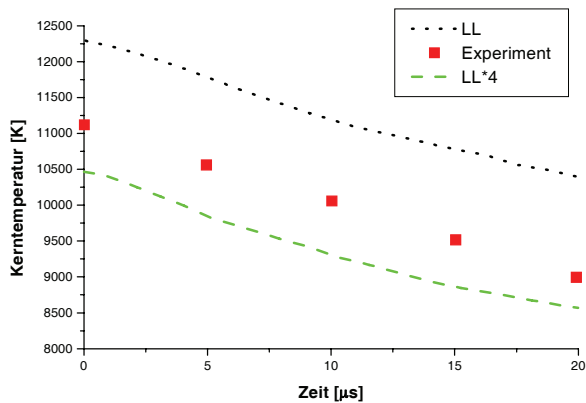


Abbildung 4.2 zeitlicher Verlauf der Kerntemperatur eines zerfallenden wandstabilisierten Lichtbogens (Radius 5mm) aus [Gle92]

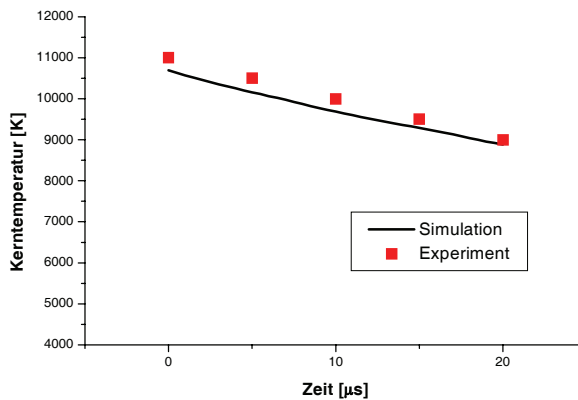


Abbildung 4.3 Vergleich der simulierten (CFX5 mit P1-Modell) Kerntemperatur eines zerfallenden Lichtbogens mit den in [Gle92] gemessenen Daten für wandstabilisierte Lichtbögen (Radius 5mm)

Ein Vergleich der CFD-Simulationsergebnisse mit dem Experiment ist in Abbildung 4.3 angegeben und zeigt eine gute Übereinstimmung.

Zusammenfassend folgt aus diesen Untersuchungen, dass der Einsatz des P1-Modells, ohne den Einsatz von Korrekturfaktoren geeignet ist, um das Strahlungsverhalten wandstabilisierter Lichtbögen zu erfassen.

4.2 Simulation eines abbrandbestimmten Lichtbogens

Zur Untersuchung des Abbrandverhaltens einer Isolierstoffdüse unter Lichtbogeneinwirkung wird eine zylindrische Isolierstoffdüse gemäß Abbildung 4.4 betrachtet. Die 40mm lange Düse hat einen Innendurchmesser von 4mm und befindet sich in einem mit SF_6 gefülltem Prüfgefäß unter 1,1bar Druck. Über einem im Düsenzentrum angeordneten Druckaufnehmer (4) ist es möglich, den Überdruck zu messen und mit der Simulation zu vergleichen. Über einen LC-Schwingkreis werden Ströme variabler Amplitude mit einer Frequenz von 50Hz eingepreßt. Der Lichtbogen wird durch die Verdampfung eines Zünddrahtes (6) ausgelöst.

In der Simulation wird der Abbrand an der Düsenoberfläche durch Gleichung (2.15) beschrieben. Die berechneten Druckverläufe sind für sinusförmige Stromstärken mit einer Amplitude von 740A und 1170A in Abbildung 4.5 dargestellt und zeigen eine geringe Abweichung im Vergleich zu den gemessenen Druckverläufen, die in [Cla97b] angegeben sind.

Betrachtet man die Temperaturverteilung im Düsenzentrum nach 5ms (Maximum der Stromstärke), so kann man Abbildung 4.6 entnehmen, dass der Lichtbogen vom Kern aus gesehen zunächst eine konstante Temperatur aufweist. Im Bereich vor der PTFE-Düse weist der Lichtbogen eine Temperatur von 3400K auf, die aus dem Düsenabbrand resultiert, der mit einer Temperatur von ungefähr 3400K vom Randbereich der PTFE-Düse einströmt. Man erkennt außerdem, dass der Lichtbogen bei größeren Stromstärken höhere Kerntemperaturen erreicht, die aufgrund des höheren Drucks in der Düse relativ gering ausfallen. Der Grund liegt in der elektrischen Leitfähigkeit, die bei höheren Drücken ansteigt und zu einer höheren Stromtragfähigkeit des Bogens führt.

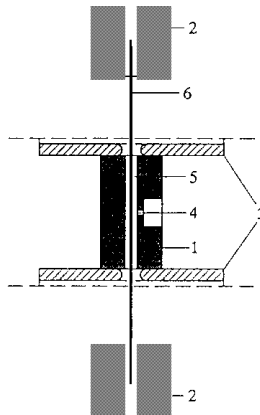


Abbildung 4.4 Versuchsaufbau für den abbrandbestimmten Lichtbogen aus [Mül94]; (1) PTFE Düse, (2) Elektrode, (3) Ringelektroden zur Spannungsmessung, (4) Druckaufnehmer, (5) Lichtbogenbereich in der Düse, (6) Zünddraht

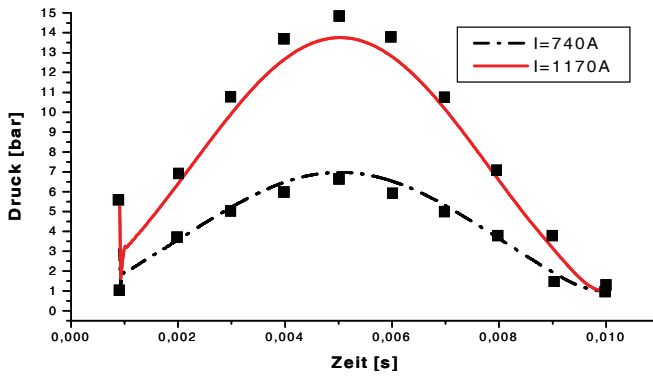


Abbildung 4.5 Simulierter und gemessener Druckverlauf im Monitorpunkt im Düsenzentrum (--- = Simulation; Quadrate = Messung)

Soll der Lichtbogenradius bzw. die Dampfschichtdicke, die sich aus der Differenz von Düsenradius und Lichtbogenradius ergibt, als Funktion der Zeit betrachtet werden, so kann z.B. eine Temperatur von 4000K als Grenze zwischen diesen Bereichen definiert werden. Dieser Wert wurde hier gewählt, da die Dampfschicht eine Temperatur von ungefähr 3400K aufweist und somit die Breite der beiden Bereiche (Lichtbogen, Dampfschicht) ermittelt werden kann. Mit dem Volumen des Lichtbogens und einer Funktion $f(T)$, die für alle Gitterpunkte mit einer Temperatur oberhalb 4000K den Wert Eins annimmt, folgt der gemittelte Lichtbogenradius daraus wie folgt:

$$f(T) = \begin{cases} 0 & \text{für } T \leq 4000K \\ 1 & \text{für } T > 4000K \end{cases}$$

$$R_{arc} = \sqrt{\frac{\iiint f(T) dV}{\pi}} \quad (4.1)$$

Abbildung 4.7 zeigt den Verlauf des Lichtbogenradius nach dieser Definition für sinusförmige Ströme mit einer Amplitude von 740A und 1170A als Funktion der Zeit. Man erkennt deutlich, dass der Lichtbogenradius während der Simulation konstant bleibt und erst am Ende kurz vor dem Stromnullbereich einen kleineren Radius annimmt. Während in [Cla97b] für das Zwei-Zonen-Modell eine Gleichung für den Lichtbogenradius als Funktion des Stromes angegeben wird, zeigt diese Untersuchung über einen weiten Bereich einen konstanten Lichtbogenradius. Die Auswertungen zeigen, dass die höhere Stromtragfähigkeit im Wesentlichen aus der erhöhten elektrischen Leitfähigkeit als Folge des höheren Druckes in der Düse resultiert und nicht aus einer Radiusänderung des Lichtbogens.

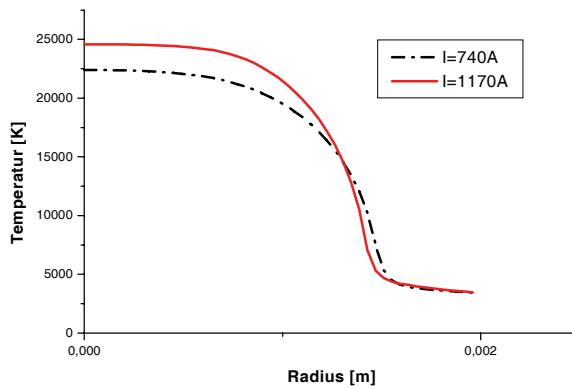


Abbildung 4.6 Temperaturverteilung im Zentrum der Düse bei $t=5\text{ms}$

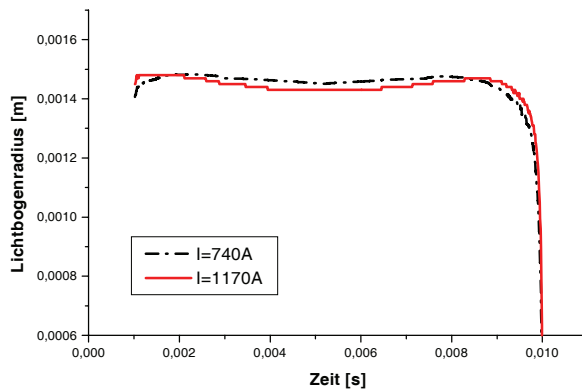


Abbildung 4.7 Lichtbogenradius bzw. Breite der Dampfschicht als Funktion der Zeit; (Breite der Dampfschicht = Düsenradius - Lichtbogenradius)

Die Strahlungsverluste in einem abbrandbestimmten Lichtbogen im Verhältnis zur eingebrachten ohmschen Heizleistung wurden durch Hilfe von Gleichung (4.2) entlang einer Geraden vom Zentrum bis zum Rand des Lösungsraums für verschiedene Zeitpunkte ausgewertet.

$$\delta_{Strahlung} = \frac{\int \nabla \vec{F}(r) r dr}{\int \sigma E^2 r dr} \quad (4.2)$$

Die Ergebnisse sind in Tabelle 4-2 für die betrachteten Stromstärken für 2 Zeitpunkte dargestellt. Man erkennt, dass mehr als die Hälfte der eingebrachten Energie in Strahlung umgewandelt wird. Es fällt außerdem auf, dass der Anteil relativ konstant ist, also nur wenig von der Stromstärke und dem Zeitpunkt abhängen.

	I=740A	I=1170A
t=2,5ms	61,67%	62,38%
t=5ms	63,96%	62,03%

Tabelle 4-2 Anteil der Strahlungsverluste der gesamten ohmschen Heizleistung für eine Gerade vom Zentrum des Lichtbogens bis zum Rand

4.3 Axial beblasenen Lichtbogens

In [Les81] wurde ein axialbeblasener SF_6 -Lichtbogen in einer Glasdüse untersucht und eine Temperaturmessung durchgeführt, die in dieser Arbeit zum Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle als Referenz-Messung dienen soll. Dieses Experiment kann in der Simulation, wie in Abbildung 4.8 gezeigt, durch eine Elektrode, einen Einlass mit einem konstanten Druck von 9bar und einem Auslass mit einem Druck von 2,5bar nachgebildet werden. Die Länge der Düse beträgt 55mm und der Durchmesser an der Düsenengstelle 36,7mm.

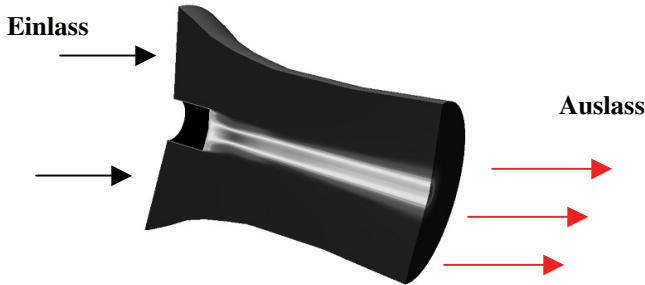


Abbildung 4.8 Simulationsmodell des Referenz Experiments ([Les81], [Yan99]) mit einer typischen Temperaturverteilung von 300K bis 22000K

Aufgrund der einfachen Geometrie und der gut dokumentierten Messungen wurde dieses Experiment in der Literatur in [Yan99] und [Dix04] bereits zum Vergleich von Turbulenz- und Strahlungsmodellen verwendet. In [Yan99] wurde ein experimentell orientiertes Strahlungsmodell verwendet, das im Emissionsbereich auf den Daten von [Lie76] mit einem Korrekturfaktor versehen, basiert. Für den Absorptionsbereich wurden die Faktoren anhand experimenteller Daten angepasst. Es wurden das Prandtl- und $k-\epsilon$ -Modell eingesetzt, um Turbulenzeffekte zu berücksichtigen. Es konnte jedoch nur durch die Anpassung der Turbulenz-Parameter eine Übereinstimmung mit dem Experiment erzielt werden [Yan99]. Es wird gezeigt, dass es für das Prandtl-Modell einfacher ist, einen solchen Parameter zu finden.

Das Ziel der vorliegenden Untersuchungen ist es, Turbulenzmodelle ohne den Einsatz von Korrekturfaktoren anzugeben. Hierfür wurden ein Gleichstrom von 600A und 1800A, wie im Experiment gemessen, angenommen und das Lichtbogenprofil berechnet. Es wurde jeweils in einer Rechnung das Null-Gleichungsmodell, das k - ϵ -, SST-, und das SSG-Modell verwendet. Während das k - ϵ - und SST-Modell (Shear Stress Transport Modell) mit zwei zusätzlichen Differentialgleichungen auskommen, benötigt das SSG-Modell (Speziale Sarkar Gatski Modell) sieben zusätzliche Differentialgleichungen, wodurch sich der numerische Aufwand wesentlich erhöht.

Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 4.9 und 4.10 für 600A und 1800A gezeigt. Man erkennt, dass im Kernbereich des Lichtbogens die Ergebnisse des SST-Modells jeweils gut mit dem experimentellen Ergebnissen übereinstimmen, während die anderen Modelle höhere Temperaturen liefern.

Vergleicht man den Lichtbogenrand, für den noch experimentelle Daten vorliegen, so zeigen die Simulationsergebnisse kein einheitliches Bild. Für den 600A Lichtbogen erkennt man eine gute Übereinstimmung des SST-Modells mit dem Experiment, während für 1800A der Lichtbogen etwas zu groß berechnet wird. Das SSG-Modell liefert zwar grundsätzlich kleinere Lichtbogenradien, aber für 1800A ist auch dieser Wert zu groß.

Zusammenfassend zeigen die Untersuchungen, dass es möglich ist, die gemessenen Temperaturprofile im Lichtbogenkernbereich mit dem SST-Modell in guter Übereinstimmung ohne Korrekturfaktoren zu beschreiben. Das k - ϵ -Modell gilt als Industriestandard [Gro99] und wird in vielen Anwendungen erfolgreich eingesetzt. Im Fall einer Lichtbogensimulation mit Druckgradienten sind die simulierten Temperaturen aber zu hoch und der numerische Aufwand ist vergleichbar mit dem des SST-Modells, sodass dieses Modell in den folgenden Rechnungen nicht eingesetzt wird. Das Turbulenz-Modell höherer Ordnung (SSG) liefert ebenfalls zu hohe Temperaturen, sodass der wesentlich höhere numerische Aufwand nicht gerechtfertigt ist. Das Null-Gleichungsmodell liefert jeweils die schlechtesten Ergebnisse und ist daher für Schaltersimulationen ungeeignet.

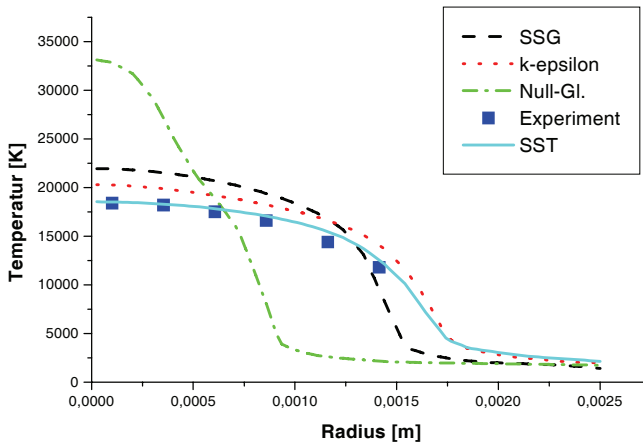


Abbildung 4.9 Temperaturverteilung entlang des Radius für eine Stromstärke von 600A

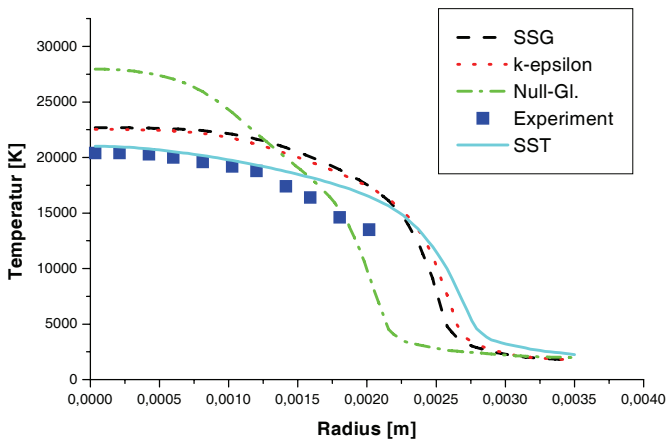


Abbildung 4.10 Temperaturverteilung entlang des Radius für eine Stromstärke von 1800A

4.4 Simulation eines Modellschalters

Mit den Vorarbeiten aus Kapitel 3 und 4.1 bis 4.3, in denen das Strahlungsmodell, wandstabilisierte Lichtbögen, axial beblasene Lichtbögen und abbrandbestimmter Lichtbögen dargestellt wurden, soll die Leistungsfähigkeit des Gesamtmodell an einem Modellschalter untersucht werden.

Abbildung 4.11 zeigt ein Schnittbild des rotationssymmetrischen Schalters, bei dem der Lichtbogen durch einen Zünddraht initialisiert wird. Ein Weil-Dobke-Schwingkreis stellt einen sinusförmigen Strom zur Verfügung, der mit einem Shunt gemessen wird [Dom05]. Da die Frequenz nicht exakt 50Hz entspricht und kurz vor dem Stromnulldurchgang die Kurvenform durch den Überlagerungsstrom von der Sinusform abweicht, muss der gemessene Stromverlauf in der Simulation verwendet werden.

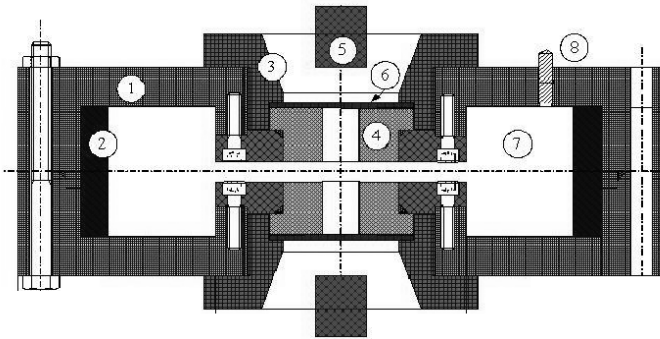


Abbildung 4.11 Schnittbild des rotationssymmetrischen Modellschalters; (1) Aluminium Halbschale, (2) Ring zur Volumenänderung, (3) PES-Ring, (4) PTFE-Düse, (5) Elektrode, (6) Messelektrode, (7) Druckkammer, (8) Drucksensor

Zum Vergleich der Simulationsergebnisse mit der Messung dient ein Drucksensor (8) im Volumen des Schalters (7) zur Druckmessung und zusätzliche Elektroden (6) vor der PTFE-Düse (4) zur Messung der Düsenspannung. Nach jedem Versuch werden neue PTFE-Düsen verwendet und der Masseverlust durch Gewichtsmessung ermittelt.

Der Modellschalter weist Symmetrieeigenschaften auf, die in der Simulation genutzt werden können, um den Lösungsraum und damit die Anzahl der Gitterzellen zu reduzieren. Nutzt man die Rotations- und Spiegelsymmetrie so erhält man den Lösungsraum der in Abbildung 4.12 gezeigt ist.

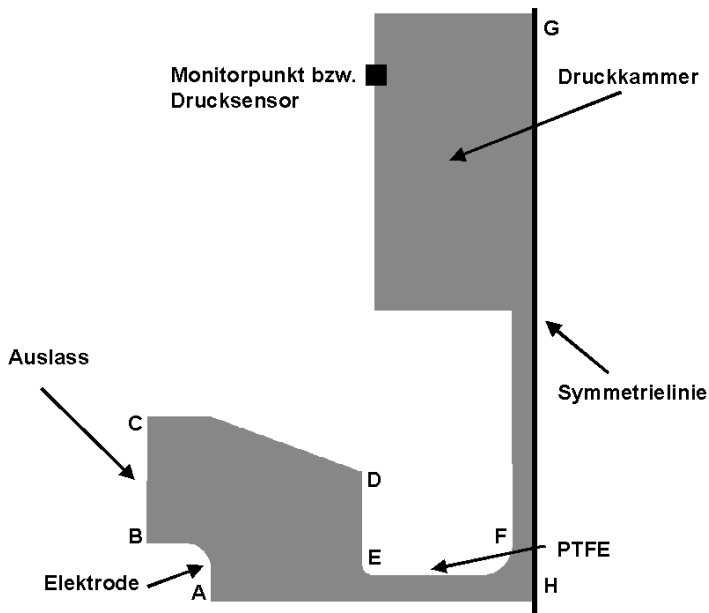


Abbildung 4.12 Simulationsmodell des Schalters

Die wichtigsten Randbedingungen für die Differentialgleichungen sind gemäß Abbildung 4.12 in Tabelle 4-3 aufgeführt. Der Düsenabbrand wurde über eine Einlass-Randbedingung orts aufgelöst gemäß Gleichung (2.15) mit einer Temperatur von 3400K in der Simulation berücksichtigt.

Randbed.	Bezeichnung	p	$\dot{m}$	T	Potential
AB	Wand	-	-	isotherm	φ_1
BC	Öffnung	5 bar	-	$T_{\text{ein}}=T_{\text{aus}}$	-
CD	Wand	-	-	isotherm	-
DE	Wand	-	-	isotherm	-
EF	PTFE	-	$\dot{m}$	$T=3400\text{K}$	$d\varphi / dn = 0$
FG	Wand	-	-	isotherm	-
GH	Symmetrie	-	-	-	φ_2

Tabelle 4-3 Wahl der Randbedingungen ($\mathbf{n}$ = Normaleneinheitsvektor)

Die Definition der Randbedingungen für die Poisson-Gleichung für das elektrische Potential erfolgt durch Vorgabe zweier fester Potentialrandbedingungen, die mit folgender Gleichung die Vorgabe des Stroms ermöglichen:

$$I \cdot \gamma U_0 = \iiint \sigma \cdot (\gamma E_0)^2 dV \quad (4.3)$$

Der Faktor γ dient zur Skalierung des Potentials und zur Verbesserung der Konvergenz. Alternativ kann auch die Stromdichte auf der Elektrode vorgegeben werden, wobei der Nachteil darin besteht, dass der Elektroden-Brennfleck abgeschätzt werden muss.

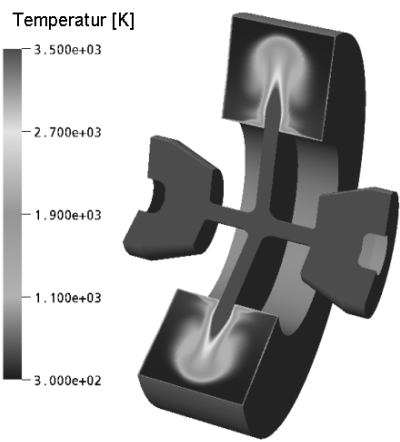


Abbildung 4.13 Temperaturverteilung

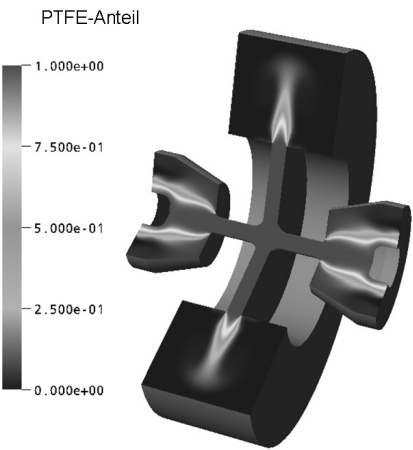


Abbildung 4.14 Anteil von PTFE im Schalter

Die Abbildungen 4.13 und 4.14 zeigen die Temperaturverteilung und SF_6 /PTFE-Verteilung im Modell-Schalter als Moment-Aufnahme zum Zeitpunkt $t=2\text{ms}$ und dienen zur Veranschaulichung der Gasströmung in einem Leistungsschalter (3D-Darstellung). Man erkennt den Heißgasstrahl, der in das Heizvolumen einströmt und sich mit dem kalten SF_6 vermischt. Abbildung 4.14 zeigt, dass der Lichtbogenbereich nach 2ms aufgrund des Düsenabbrandes bereits vollständig aus gasförmigen PTFE besteht, das sich mit dem kalten SF_6 im Heizvolumen mischt, während im Auslassbereich das gasförmige PTFE um die Elektrode strömt und das Lösungsgebiet verlässt.

Abbildung 4.15 zeigt die Temperaturverteilung in der Schaltkammer zum Zeitpunkt $t=5\text{ms}$, wobei in dieser Darstellung der gesamte Temperaturbereich dargestellt ist. Man erkennt den Lichtbogenbereich, der die höchste Temperatur erreicht, den Anbindungsbereich mit einer niedrigeren Temperatur und den Bereich vor der Elektrode, der ebenfalls eine niedrigere Temperatur aufweist. Der Grund hierfür liegt in dem Querschnitt, der dem Lichtbogen zur Verfügung steht. Da dieser in der Düse am kleinsten ist, muss der Lichtbogen eine höhere Temperatur annehmen, um den gesamten Strom führen zu können. Der Bereich vor der Düse zeichnet sich durch eine Temperatur von 3400K aus, der durch den PTFE Abbrand entsteht und den Lichtbogen zusammendrückt. Oberhalb des Anbindungsbereiches erkennt man, dass das heiße Gas, das in das Heizvolumen einströmt, bereits deutlich an Temperatur verloren hat.

Abbildung 4.16 zeigt die Verteilung der Nettoemission im gesamten Lösungsraum. Man erkennt in der Düse das Maximum (Emission) im Bereich hoher Lichtbogentemperatur und das Minimum (Absorption) im Lichtbogenrand bzw. in der PTFE-Dampfschicht

In den Abbildungen 4.17 und 4.18 ist der Anbindungsbereich im Detail gezeigt, um die Querschnitts-Vergrößerung des Lichtbogens und das Strahlungsverhalten zu verdeutlichen. Man erkennt, dass sich die Temperatur des Gases in einem sehr kurzen Bereich durch Strahlung stark vermindert, bevor es in das Heizvolumen einströmt.

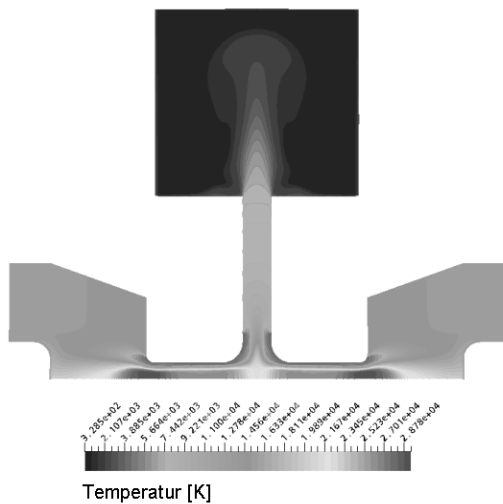


Abbildung 4.15 Temperaturverteilung zum Zeitpunkt $t=5\text{ms}$

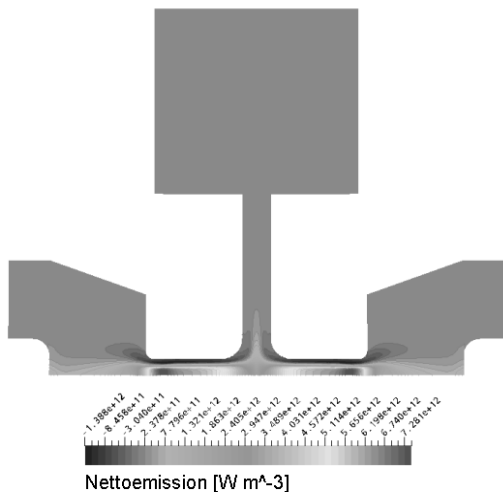


Abbildung 4.16 Nettoemission zum Zeitpunkt $t=5\text{ms}$

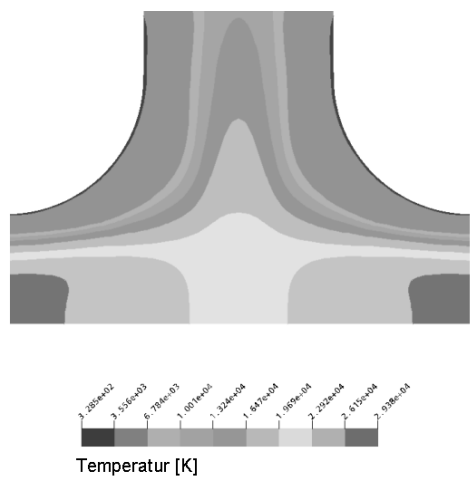


Abbildung 4.17 Temperaturverteilung im Anbindungsbereich

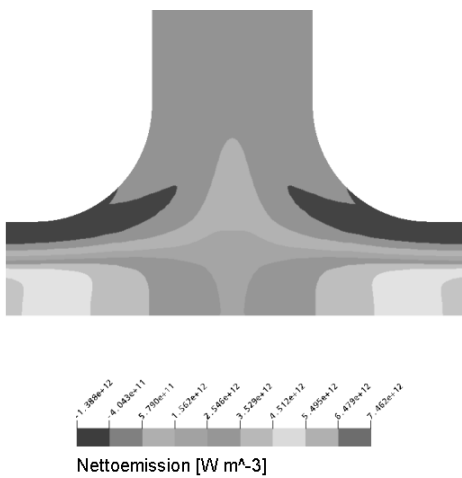


Abbildung 4.18 Nettoemission im Anbindungsbereich

Tabelle 4-4 zeigt die Ergebnisse der Simulation für den Druck im Monitorpunkt, die Lichtbogenspannung und den PTFE-Abbrand im Vergleich mit dem Experiment für verschiedene Stromstärken:

Stromstärke	3780A (1)		5520A (2)		7320A (3)	
Druck						
Simulation	2,6bar	+30%	4,4bar	-13%	7,17bar	-13%
Experiment	2,0bar		5,07bar		8,21bar	
Spannung						
Simulation	500V	+23%	560V	-3%	800V	+11%
Experiment	406V		578V		718V	
Abbrand						
Simulation	85mg	+7%	134mg	-19%	215mg	-17%
Experiment	76mg /83mg		165mg / 167mg		241mg / 278mg	

Tabelle 4-4 Vergleich der Simulationsergebnisse mit dem Experiment

Der Druckaufbau im Monitorpunkt wird in der Simulation mit einem maximalen Fehler von +30% zum Experiment für Stromstärke (1) bis zu einem Fehler von -13% für Stromstärke (2) und (3) berechnet. Bei kleineren Stromstärken liegt der prozentuale Fehler wesentlich höher, da die Druckschwankungen sehr gering sind.

Die berechnete, gemittelte Spannungshöhe unterscheidet sich im Bereich von +23% für Stromstärke (1) bis zu -3% für Stromstärke (2) gegenüber dem Experiment und der maximale prozentuale Fehler tritt auch hier bei der kleinsten Stromstärke auf.

Ein Vergleich der berechneten und gemessenen Masseverluste der PTFE-Düse liefert einen Unterschied von 7% für die Stromstärke (1) bis zu 19% für Stromstärke (2). Es fällt auf, dass es Unterschiede zwischen den beiden Düsen gibt. Im Experiment sind die Ausströmbedingungen nicht auf beiden Seiten genau gleich, woraus sich Abweichungen im Abbrandverhalten der beiden Düsen ergeben. In Tabelle 4-4 sind jeweils beide Werte angegeben und durch einen Schrägstrich getrennt. Die Abweichung zur Simulation wurde dann jeweils durch Mittelung der Werte berechnet.

Auswertung der Ergebnisse:

Bei den Untersuchungen wurde ein Modellschalter für sinusförmige Stromstärken unterschiedlicher Amplitude simuliert und die Lichtbogenspannung, der Druck und der Düsenabbrand mit dem Experiment verglichen. Die Abweichungen, die im Bereich von 3% bis 23% liegen (Tabelle 4-4), können teilweise durch Vereinfachungen in der Simulation erklärt werden:

1.) Betrachtet man den Anbindungsbereich in der Abbildung 4.17, so erkennt man eine Krümmung an der PTFE-Düse zwischen Lichtbogenbereich und dem Kanal, der in die Heizkammer führt. Im Experiment war diese Düse zu Beginn rechtwinklig, trotzdem wurde in der Simulation ein Krümmungsradius vorgegeben, da sonst zu Beginn der Simulation die Strömung ebenfalls "rechtwinklig" erfolgen müsste und Konvergenzproblem entstehen. Durch das somit nicht berücksichtigte Düsenmaterial kann ein Teil des zu gering berechneten Düsenabbrandes erklärt werden.

2.) Vergleicht man die experimentellen Ergebnisse der Gewichtsmessung der beiden PTFE-Düsen (Tabelle 4-4), so erkennt man Unterschiede, die auf einer kleinen Unsymmetrie des Modellschalters resultieren. In der Simulation wurden solche Unsymmetrien nicht berücksichtigt, sodass die Simulationsergebnisse mit dem Experiment nicht exakt übereinstimmen können.

3.) Eine weitere Ungenauigkeit liegt in der Stromstärke, die während des Experiments mit einer Messunsicherheit von 8% gemessen wurde und als Eingangsgröße für die Simulation dient. Somit kann zu viel oder zu wenig Energie in Form ohmscher Heizleistung im Lichtbogen in der Simulation umgesetzt worden sein, woraus eine Abweichung resultiert.

Berücksichtigt man die Ergebnisse der Untersuchungen der Kapitel 3.3 und 4.1 bis 4.3, so folgt, dass der Fehler aus den beschriebenen Ungenauigkeiten und dem Abbrandmodell resultieren muss, da das Lichtbogenmodell im Fall des wandstabilisierten und axial beblasenen Lichtbogens mit dem Experiment vergleichbare Ergebnisse geliefert hat. In zukünftigen Arbeiten sollte daher das Abbrandmodell verbessert werden, um eine genauere Abbildung des Experiments zu erreichen. Trotzdem sind die erzielten Ergebnisse zufriedenstellend, wenn ein Schalter optimiert oder neu entwickelt werden soll. Steht hingegen die Simulation des Alterungsverhaltens im Vordergrund, so wird die Wahl eines komplexeren Modells notwendig. Alternativ könnte auch durch einen Korrekturfaktor, der nur für den entsprechenden Schalter ermittelt wird, eine Zustandsbewertung durchgeführt werden.

5 Zusammenfassung

Hochspannungs-Leistungsschalter sind wichtige Bindeglieder zur Übertragung elektrischer Energie vom Kraftwerk zum Verbraucher. SF_6 -Schalter der dritten Generation, SF_6 -Selbstblasschalter, nutzen die im Kurzschlussfall umgesetzte Leistung des Schaltlichtbogens, um den zur Lichtbogenlöschung notwendigen Druckaufbau zu erzeugen. Die Weiterentwicklung und Optimierung der Leistungsschalter erfordert leistungsfähige Simulations-Tools, die die komplexen Zusammenhänge zwischen Schaltlichtbogen, Strahlung, Abbrand und Gasströmung erfassen.

Man unterscheidet zwischen integralen und differentiellen Lichtbogenmodellen, die den abbrandbestimmten Lichtbogen entweder als zylindrische Plasmasäule mit einem Dampfmantel (Zwei-Zonen-Modell) durch entsprechende Gleichungen beschreiben oder durch die ohmsche Heizleistung und die emittierte und absorbierte Strahlung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein differentielles Lichtbogenmodell entwickelt, das im Entwicklungsprozess von Schaltgeräten und -anlagen, die SF_6 als Isoliermedium nutzen, zur Simulation von Gasströmungen und Lichtbogenstrukturen eingesetzt werden kann. Gegenüber vorhergehenden Arbeiten, in denen das experimentell orientierte Zwei-Zonen-Modell für abbrandbestimmte Lichtbögen und Selbstblasschalter hergeleitet und angewendet wurde, ist das in dieser Arbeit vorgestellte Simulationsmodell aufgrund der physikalisch orientierten Modellierung für eine größere Anzahl von Fragestellungen wie beispielsweise nicht rotationssymmetrische Anordnungen, Lichtbögen, die nicht abbrandbestimmt sind, etc., nutzbar. Der Lichtbogen wird durch die ohmsche Heizleistung, Wärmeleitung und Strahlung in der Energieerhaltungsgleichung modelliert und stellt einen Regelkreis dar, der sein Temperaturprofil durch die Vorgabe des eingepprägten Stroms selbst bestimmt. Neben der Allgemeingültigkeit liegt ein weiterer Vorteil in der Verfügbarkeit des orts aufgelösten Strahlungsflusses, der an jedem Punkt auf der Berandung des Lösungsraums bzw. der PTFE Düse bekannt ist. Hierdurch kann es gelingen, den Abbrand des Düsenmaterials im Anbindungsbereich eines Leistungsschalters orts aufgelöst zu berechnen.

Bei der Modellierung und Implementierung des gesamten Modells wurde in der vorliegenden Arbeit systematisch mit dem Vergleich verschiedener Strahlungsmodelle begonnen, das Modell zunächst anhand einfacher Experimente validiert und schließlich auf komplexere Anwendungen in folgender Reihenfolge übertragen:

- **Vergleich der Strahlungsmodelle:**

Da die Strahlung sowohl zur Simulation des Lichtbogens, als auch für den PTFE-Abbrand eine wesentliche Rolle einnimmt, wurden zunächst mehrere Approximationsmethoden im Hinblick auf Genauigkeit und Rechenzeit untersucht. Die lokale Verteilung des Strahlungsflusses an der PTFE-Düse lässt sich im Fall eines abbrandbestimmten Lichtbogens mit dem Monte Carlo Modell, dem P1-Modell und der Methode der Partiellen Charakteristiken ermitteln. Während die Anwendung des Monte Carlo Modells oder der Methode der Partiellen Charakteristiken ein Strahlverfolgungsverfahren erfordert, genügt bei der Anwendung des P1-Modells die Lösung von Helmholtz-Gleichungen, die sich gut mit den anderen Differentialgleichungen für die Gasströmung, Turbulenz, Energie etc. lösen lassen und die Rechenzeit wesentlich verkürzen. Die Genauigkeit des P1-Modells wurde anhand eines für Leistungsschalter typischen Temperaturprofils im Vergleich mit dem Monte Carlo Modell und der Methode der Partiellen Charakteristiken untersucht. Es wurde sowohl für die Verteilung der Nettoemission, als auch für den Strahlungsfluss eine zufriedenstellende Übereinstimmung der Modelle festgestellt.

- **Wandstabilisierter Lichtbogen:**

Die gemessenen Kerntemperaturen von wandstabilisierten Lichtbögen wurden zur Validierung des Lichtbogenmodells genutzt, da diese experimentellen Ergebnisse es ermöglichen, den Lichtbogen unabhängig von weiteren Größen wie z.B. Turbulenz, Abbrand etc. zu simulieren. Es konnte, ohne den Einsatz von Korrekturfaktoren, eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Kerntemperaturen gezeigt werden. Vergleicht man das P1-Modell mit dem Nettoemissionskoeffizienten, der einen Korrekturfaktor der Größenordnung 2 bis 4 erfordert, um Ergebnisse in der richtigen Größenordnung zu liefern, so wird die Leistungsfähigkeit dieses komplexeren Strahlungsmodells deutlich.

- **Abbrandbestimmter Lichtbogen:**

Zur Validierung des Abbrandmodells, das für den Druckaufbau in einem abbrandbestimmten Lichtbogen verantwortlich ist, wurde ein Lichtbogen in einer PTFE-Düse gemäß [Mül94] simuliert und der Druckaufbau im Düsenzentrum in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Ergebnissen erhalten. Diese Simulationsergebnisse wurden zur Untersuchungen der Lichtbogenstruktur von abbrandbestimmten Lichtbögen genutzt, wobei u.a. die Breite des Lichtbogens bzw. der Dampfschicht und der Anteil der Energie, der in der PTFE-Düse den Abbrand hervorruft, ausgewertet wurden.

- **Axial angeströmter Lichtbogen:**

Zur detaillierteren Untersuchung der Wahl eines geeigneten Turbulenzmodells, wurde die Simulation eines axial beblasenen SF_6 -Lichtbogens in einer Glasdüse durchgeführt, bei der unabhängig von anderen Einflussgrößen, wie z.B. Düsenabbrand, Gasgemisch etc. die Temperaturverteilung für verschiedene Stromstärken mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen mit dem Experiment verglichen werden konnte. Die Untersuchungen ergaben, dass es möglich ist, die gemessenen Temperaturprofile im Lichtbogenkernbereich mit dem SST-Modell in guter Übereinstimmung ohne Korrekturfaktoren zu beschreiben. Der Einsatz des k - ϵ - oder SSG-Modells lieferten jeweils zu hohe Temperaturen, sodass im Fall des SSG-Modells der wesentlich höhere numerische Aufwand nicht gerechtfertigt ist. Das Null-Gleichungsmodell liefert jeweils die schlechtesten Ergebnisse und ist daher für Schaltersimulationen ungeeignet.

- **Modellschalter:**

Das gesamte Simulationstool wurde durch die Simulation eines Modellschalters für sinusförmige Strömstärken unterschiedlicher Amplitude und den Vergleich von Spannung, Druckaufbau und Düsenabbrand mit den Messergebnissen auf seine Genauigkeit untersucht. Die Simulationsergebnisse liegen zwar teilweise außerhalb der Toleranz der Messunsicherheit, trotzdem sind die erzielten Ergebnisse ausreichend genau, wenn ein Schalter optimiert oder neu entwickelt werden soll. Steht hingegen die Simulation des Alterungsverhaltens im Vordergrund, so wird die Wahl eines komplexeren Modells notwendig. Alternativ könnte auch durch einen Korrekturfaktor, der nur für den entsprechenden Schalter ermittelt wird, eine Zustandsbewertung durchgeführt werden.

Es hat sich in den Untersuchungen gezeigt, dass CFD-Simulationen experimentelle Ergebnisse mit hoher Genauigkeit wiedergeben können, wenn leistungsfähige Strahlungs-, Turbulenz- und Abbrandmodelle gewählt werden. Die Wahl eines geeigneten Strahlungs- und Turbulenzmodells konnte durch den Vergleich von Simulationsergebnissen mit experimentellen Daten gezeigt werden. Das eingesetzte Abbrandmodell ist zwar geeignet, um den Druckaufbau in einem Leistungsschalter für die industrielle Praxis ausreichend genau wiederzugeben, trotzdem könnte in zukünftigen Arbeiten durch die Implementierung eines Modells, in dem das Abbrandverhalten im Randbereich der PTFE-Düse genauer ermittelt wird, eine höhere Genauigkeit erreicht werden. Vorarbeiten wurden in dieser Arbeit durch die Untersuchung der Leistungsfähigkeit des Monte Carlo Modells, das es erlaubt, die Verteilung des Strahlungsflusses nicht nur an der Düsenoberfläche, sondern auch innerhalb der Düse orts aufgelöst zu berechnen, aufgezeigt.

6 Formelzeichen

a_v	Skalaranteil der spektralen Intensität
A	Fläche
$d\vec{A}$	differentielles Flächenelement
$\vec{A}$	magnetisches Vektorpotential
$\vec{b}_v$	vекtorieller Anteil der spektralen Intensität
B_v	Plancksches Strahlungsgesetz
$\vec{B}$	magnetische Flussdichte
c	Schallgeschwindigkeit
c_t	Konstante des Null-Gl. Turbulenz-Modells
e_g	spezifische Energie (Kap. 2.2.2)
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke
$\vec{E}_0$	skalierte elektrische Feldstärke
$\vec{f}$	Lorentz-Kraftdichte
$f(y)$	Wahrscheinlichkeitsfunktion
$\vec{F}$	Strahlungsflussdichte
F_1 / F_2	Funktionen (SST-Turbulenzmodell)
$\vec{F}_m$	in Kontur eindringende Strahlungsflussdichte
$\nabla \cdot \vec{F}$	Divergenz der Strahlungsflussdichte (Nettoemission)

G_v	einwirkende Strahlung
h	Enthalpie, Plancksche Konstante
$\bar{h}$	mittlere Enthalpie
δh_a	Änderung der Enthalpie (Kap. 2.2.2)
h_v	Verdampfungsenthalpie von PTFE (Kap. 2.2.2)
I	Stromstärke
I_0	Strahlungsintensität
I_v	spektrale Intensität
$\vec{J}$	Stromdichte
J_v	über den Raumwinkel gemittelte spektrale Intensität
k	turbulente kinetische Energie, Boltzmann-Konstante
l_t	Längenmaß (Null. Gl. Turbulenzmodell)
L	Länge der PTFE-Düse
L_v	Schwarze Hohlraumstrahlung
$\dot{m}$	Massenstrom
m_v	Massenabbrand
$\vec{n}$	Normalenvektor
N	Anzahl der Teilchen
p	Druck
$\bar{p}$	gemittelter Druck

p_0	Druck im Staupunkt
P	Beobachterpunkt
P_K	Produktionsterm (Turbulenzmodell)
Pr_t	Prandtl-Zahl
$\vec{q}$	Wärmestromdichte
$\vec{q}^{turb}$	turbulente Wärmestromdichte
r	Radius
$\vec{r}$	Vektor des Ortes P
R	Düsenradius
R_S	Zufallszahl (Monte Carlo Modell)
R_r	Zufallszahl (Monte Carlo Modell)
R_θ, R_η	Zufallszahl (Monte Carlo Modell)
R_x, R_y, R_z	Zufallszahl (Monte Carlo Modell)
R_{arc}	Lichtbogenradius
Re	Reynoldszahl
S	Breite der Gasschicht (Monte Carlo Modell)
$\vec{s}$	Richtungsvektor des Strahls
S_{En}	Quellterm der Energieerhaltungsgleichung
S_{En_PTFE}	Quellterm der Energieerhaltungsgleichung
S_{Im}	Quellterm der Impulserhaltungsgleichung

S_{kon}	Quellterm der Massenerhaltungsgleichung
S_{om}	Partielle Charakteristik
ΔSim	Partielle Charakteristik
t	Zeit
T	absolute Temperatur
T_a	Temperatur des Lichtbogens
T_η	linear approximierte Temperatur
T_ξ	lokale Strahltemperatur
T_v	Temperatur des Massenstroms
T_p	Temperatur am Ort des Beobachters
T_s	Temperatur am Ort der Berandung
U	Bogenspannung
U_0	skalierte Spannung
U_t	maximale Geschwindigkeit
$\vec{u}$	Geschwindigkeit
$\overline{U}$	mittlere Geschwindigkeit
$\vec{v}$	Geschwindigkeitsvektor
dV	differentielles Volumenelement
V_D	Volumen des Lösungsraums (Null-Gl. Turbulenz-Modell)
W	Energie

x, y, z	Kartesische Koordinaten
β	Boltzmannsche Strahlungskonstante
γ	Faktor des skalierten Potentials
δ	Aufbrandfaktor
$\delta_{Strahlung}$	Strahlungsverluste (Kap. 4.2)
$[\delta]$	Einheitsmatrix
ε	Grauer Faktor, Emission, Dissipationsrate
ε_N	Nettoemissionskoeffizient
ε_v	Emissionskoeffizient
ε_{Nv}	spektraler Nettoemissionskoeffizient
η	Kolmogorovlänge, Fluglänge eines Teilchens
Φ	Kontraktionszahl
κ_v	effektiver Absorptionskoeffizient
κ_v^*	wahrer Absorptionskoeffizient
λ	thermische Leitfähigkeit
μ	dynamische Viskosität
μ_0	Permeabilität im Vakuum
μ_t	Wirbelviskosität
ν	Frequenz
$\Delta \nu$	Breite des Frequenzbandes

ξ	Strahlpunkt
θ	Transmissionsfaktor
ρ	spezifische Gasdichte
ρ_0	spezifische Dichte des festen PTFE
σ	elektrische Leitfähigkeit
τ	Optische Tiefe
$[\tau]$	viskoser Spannungstensor
$[\tau^{turb}]$	Reynoldsspannungstensor
φ	Potential
ρ, φ, z	Zylinderkoordinaten
θ, φ, r	Kugelkoordinaten
ω	turbulente Frequenz
$d\Omega$	Raumwinkel

7 Literatur

- [Aub00] Aubrecht, V.; Protasevich, E.T.: *Radiative Transport of Energy in SF_6 Arc Plasma*. Tomsk, 2000
- [Aub94a] Aubrecht, V.; Gross, B.: *Net Emission Coefficient of Radiation in SF_6 Arc Plasmas*. In: J.Phys. D: Appl. Phys. 27 (1994)
- [Aub94b] Aubrecht, V.; Lowke, J.J.: *Calculations of Radiation Transfer in SF_6 Plasmas using the Method of Partial Characteristics*. In: J.Phys. D: Appl. Phys. 27 (1994)
- [Aub97] Aubrecht, V.; Bartlova, M.: *Calculation of Radiative Heat Transfer in SF_6 Arc Plasmas*. In: IEEE Transactions on Plasma Science 25 (1997)
- [Aub98] Aubrecht, V.; Barak, J.: *Radiative Heat Transfer in Cylindrical SF_6 Arc Plasma*. In: *XIIIth Symposium on Physics of Switching Arcs*, Brno, Czech Republic Volume I: Contributed Papers (1998), S. 190-193
- [Ber92] Bergmann; Schaefer: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Vielteilchensysteme*. Bd. 5, de Gruyter, 1992, ISBN 3-11-010978-6
- [Bou96] Bouaziz, M.; Raynal, G.; Razafinimanana, M.; Gleizes, A.: *An experimental and Theoretical study of the Absorption of SF_6 Arc Plasma Radiation by cold SF_6 Gas*. In: J.Phys. D: Appl. Phys. 29 (1996), S. 2885-2891
- [Cfx04] Handbuch zur Software CFX5.7

- [Cla97a] Claessens M.; von Starck R.; Thiel G.: *Simulation of Gas Flow Phenomena in High-Voltage Self-Blast Circuit Breakers at Heavy Fault Current Interruption*. In: IEEE Transactions on Plasma Science 25 (1997), S. 1001-1007
- [Cla97b] Claessens, M.: *Simulation von Gasströmungen in SF₆-Selbstblassechaltern bei Kurschlussabschaltungen*. Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Hochspannungstechnik, RWTH Aachen, Dissertation, 1997
- [deH01] de Hesselle, M.: *Modellierung der Strahlung und der Gasströmung in SF₆ Selbstblasleistungsschaltern*. Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Hochspannungstechnik, RWTH Aachen, Dissertation, 2001, ISBN 3-8265-9125-9
- [deH03] de Hesselle, M.; Trepanier, J.Y.: *Comparison of CFD Tools for SF₆ Self-Blast Circuit Breaker Development*. In: IEEE Transactions on power delivery 468, Volume 18, Number 2, April 2003
- [Dix04] Dixon, C.M.; Yan, J.D.; Fang, MTC.: *A comparison of three radiation models for the calculation of nozzle arcs*. In: J.Phys. D: Appl. Phys. 27 (2004), S. 3309-3318
- [Dom05] Dommerque, R.; Tang, M.; Schwinne, M.; Kahlen, C.; Schnettler, A.: *Influence of the Electrode Vapour Contamination on the Interrupting Limit of SF₆ Self-Blast-Circuit Breakers Part I: Experimental Investigations*. In: XVIth Symposium on Physics of Switching Arcs, Brno, Czech Republic (2005)
- [Eby97] Eby, E.S.: *Simulation Numerique Du Transfert Radiatif dans les Arcs de Disjoncteurs a SF₆*. Departement de Genie Mecanique Ecole Polytechnique de Montreal, Ph.D. Thesis, 1997
- [Eby98] Eby S.D.; Trepanier J.Y.; Zhang X.D.: *Modelling radiative transfer in SF₆ circuit breaker arcs with the P-I approximation*. In: J.Phys. D: Appl. Phys. 31 (1998), S. 1578-1588

- [Erk74] Erk A.; Schmelzle M.: *Grundlagen der Schaltgerätetechnik*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1974
- [Fan94] Fang, MTC; Zhuang, Q.; Guo, XJ.: *Current-zero behaviour of an SF₆ gas-blast arc. Part II: turbulent flow*. In: J.Phys. D: Appl. Phys. 27 (1994), S. 74-83
- [Gle91] Gleizes, A.; Rahmani, B.; Gonzales, J.J; Liani, B.: *Calculation of Net Emission Coefficient in N₂, SF₆ and SF₆-N₂ Arc Plasmas*. In: J.Phys. D: Appl. Phys. 24 (1991), S. 1300-1309
- [Gle92] Gleizes, A. et al.: *Influence of radiation on temperature field calculation in SF₆ arcs*. In: Plasma Source Sci. Technol. 1 (1992), S. 135-140
- [Gle04] Private Korrespondenz
- [God00] Godin, G.; Trepanier, J.Y.; Zhang, X.D.; Camarero, R.: *Modelling and Simulation of Nozzle Ablation in High Circuit-Breakers*. In: J.Phys. D: Appl. Phys. 33 (2000), S. 2583-2590
- [Gro99] Grotjans, H.: *Turbulenzmodelle höherer Ordnung für komplexe Anwendungen*. Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 7, Nr. 371, 1999
- [Hin75] Hinze, J.O.: "Turbulenz", 2nd., McGraw Hill, New York 1975
- [Jan92] Jansen, G.: *Plasmatechnik*. Hüthig Buch Verlag GmbH Heidelberg, ISBN 3-7785-2086-5
- [Joh85] Johnson, D.A.; King, L.S.: *A Mathematically Simple Turbulence Closure Model for Attached and Separated Turbulent Boundary Layers*. In: AIAA Journal, Vol.23, Nov. 1985, S. 1684-1692
- [Kov84] Kovitya, P.: *Thermodynamic and Transport Properties of Ablated Vapors of PTFE, Alumina, Perspex and PVC in the Temperature Range 5000-30000 K*. In: IEEE Transactions on Plasma Science Vol.12, No.1, March 1984, S. 38-42

- [Kre96] Krenek, P.: *Electronic and Ionic Electrical Conductivity of the Decaying SF₆ Arc Plasmas*. Acta Techn. CSAV 41, 1996, S. 331-341
- [Kri99] Kriegel, M.: *Einfluss des Düsenmaterials auf das Ausschaltverhalten von SF₆-Leistungsschaltern*. Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Hochspannungstechnik, RWTH Aachen, Dissertation, 1999
- [Les81] Leseberg D.; Pietsch G.: *Temperaturmessung an einem SF₆-Schaltlichtbogen*. In: IVth Int. Symp. on Switching arc phenomena, Lodz (1981)
- [Low74] Lowke J.J.: *Predictions of arc temperature profiles using approximate emission coefficient for radiation losses*. In: J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 14 (1974).
- [Lie76] Liebermann R.W.; Lowke J.J.: *Radiation Emission Coefficients for SF₆ Arc Plasmas*. In: J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 16 (1976), S. 253-264
- [Lin87] Lindmayer, M.: *Schaltgeräte*. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 1987, ISBN 3-540-16706-4
- [Mar04] Martin, A.; Reggio, M.; Trepanier, J.-Y.: *Solution of Multi-Species Gas Flows in Circuit Breakers with Arc Wall Interactions*. In: XIV International Conference on Gas Discharges and their Applications (2004), S.33-36
- [Men93] Menter, F.R.: *Zonal two equation k- ω Turbulence model for aerodynamic Flows*. In: AIAA 24th Fluid Conference, July 6-9, 1993, Orlando, Florida
- [Mod93] Modest, M.F.: *Radiative Heat Transfer*. McGraw-Hill, Inc., 1993. ISBN 0-07-042675-9

- [Mül93] Müller, Lorenz H: *Modelling of an Ablation Controlled Arc*. In: J.Phys. D: Appl. Phys. 26 (1993), S. 1253-1259
- [Mül94] Müller, Lorenz H.: *Untersuchung und Modellierung des Abbrandverhaltens von Isolierstoffdüsen in SF₆-Leistungsschaltern*. Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Hochspannungstechnik, RWTH Aachen, Dissertation, 1994
- [Ray94a] Raynal, G.; Gleizes, A.: *Radiative transfer calculation in SF₆ arc plasmas using partial characteristics*. In: Plasma Source Sci. Technol. 4 (1995), S. 152-160
- [Ray94b] Raynal, Gilles: *Calcul du transfert radiative dans les plasmas thermiques: Applications aux arcs dans les melanges d'hexafluorure de soufre et de cuivre*. Centre de Physique des Plasmas et Applications de Toulouse (C.P.A.T.), Ph.D. Thesis, 1994
- [Rod04] *Unterlagen zum Lehrgang Numerische Berechnung turbulenter Strömungen in Forschung und Praxis*. Karlsruhe 2004
- [Rod80] Rodi, W.: *Turbulence models and their application in hydraulics*. IAHR (1980)
- [Ros85] Ross, S.M.: *Introduction to Probability Models*. In: Academic Press Orlando Fl. 3rd ed., S. 437-438, 1985
- [Ruc86] Ruchti, C.B.; Niemeyer, L.: *Ablation Controlled Arcs*. In: IEEE Transactions on Plasma Science PS-14 (1986), August, Nr.4, S. 423-434
- [Rut84] Rutscher, A.; Deutsch, H.: *Plasmatechnik: Grundlagen und Anwendungen*. München; Wien: Hanser, 1984, ISBN 3-446-13627-4

- [Sai79] Sasanuma, M.; Ishiguro E.: *Photoionization of SF₆ in the XUV region*. In: J.Phys. B: At. Mol. Phys. 12 (1979).
- [Sev79] Sevast'yanenko, V.G.: *Radiation Transfer in a real Spectrum*. In: J.Eng.Phys. 36 (1979), S. 137-148
- [Sol87] Soloukhin, R.I.: *Handbook of Radiative Heat Transfer in High-Temperature Gases*. Hemisphere Publ. Corp. London, 1987. ISBN 3-540-17397-8
- [Sta02] v. Starck R.: *Modellierung und CFD-Simulation des Stromnulldurchgangsbereichs in SF₆-Selbstblusschaltern bei Ausschaltung von Kurzschlussströmen*. Institut für Allgemeine Elektrotechnik und Hochspannungstechnik, RWTH Aachen, Dissertation, 2002
- [Ten72] Tennekes H.; Lumley, J.L.: *A First Course in Turbulence*. MIT Press, Cambridge, Mass., 1972.
- [Wen95] Wen, J.Y.; Hiroshi, T.; Kazuhiko, K.: *Radiative heat transfer by the Monte Carlo method*. Academic Press, San Diego, ISBN 0-12-020027-9, 1995
- [Wil88] Wilcox D.C.: *Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models*. In: AIAA Journal, Vol.26, Nov. 1988, S. 1299-1310
- [Wil93] Wilcox, D.C.: *Turbulence Modelling for CFD*. published by DCW Industries, La Canada, California, 1993
- [Yan99] Yan, J.D.; Nuttall, K.I.; Fang, MTC.: *A comparative study of turbulence models for SF₆ arcs in a supersonic nozzle*. In: J.Phys. D: Appl. Phys. 32 (1999), S. 1401-1406

- [Zha02a] Zhang, J.L.; Yan, J.D.; Fang, M.T.C.: *Prediction of arc behaviour during the current zero period in an auto-expansion circuit breaker*. In: XIV International Conference on Gas Discharges and their Applications (2002), S.131-134
- [Zha02b] Zhang, J.L.; et al.: *Computational Investigation of Arc Behaviour in an Auto-Expansion Circuit Breaker Contaminated by Ablated Nozzle Vapour*. In: IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 30, No.2, April 2002, S. 706-719
- [Zha97] Zhang, X.D.; Trepanier, J.Y.; Camarero, R.: *Numerical Simulation of a 2kA Convection-Stabilized Nitrogen Arc using CFD tools*. In: J.Phys. D:Appl. 30 (1997), S. 3240-3252

Lebenslauf

Persönliches	Name	Carsten Lüders
	Geburtsdatum	07.03.1975
	Geburtsort	Essen
	Familienstand	ledig
Schulausbildung	1981 - 1985	Grundschule in Friedberg-Ockstadt
	1985-1987	Adolf-Reichwein-Schule, Friedberg
	1987 - 1994	Ernst-Ludwig-Schule (Gymnasium), Bad Nauheim
	Jun. 1994	Abitur
Studium	1994	Grundpraktikum (Oberhessische Versorgungsbetriebe Friedberg und Krupp Essen)
	1994-1996	Grundstudium der Elektrotechnik an der Universität Karlsruhe (TH)
	1996-1998	Hauptstudium in der Vertiefungsrichtung Elektroenergiesysteme und Hochspannungstechnik an der Universität Karlsruhe (TH)
	1998/1999	Fachpraktikum an der Universität von Quebec in Chicoutimi, (Kanada)
	1999	Diplomarbeit am Institut National Polytechnique de Grenoble (Frankreich)
	1999-2000	Zivildienst in der EDV-Abteilung im Paracelsus Krankenhaus in Ruit (Ostfildern) bei Stuttgart
Berufstätigkeit	seit Nov.2000	wiss. Mitarbeiter am Institut für Hochspannungstechnik der TU-Darmstadt
	2001-2005	wiss. Mitarbeiter am Institut für Hochspannungstechnik der RWTH-Aachen
	seit Jun. 2005	Entwicklungsingenieur bei der Siemens AG, Amberg

